Der Einfluß einer Blende auf die Verteilungsfunktion der Elektronen in einem Gasentladungsplasma

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Klaus Wiesemann
aus Berlin

Marburg/Lahn 1968

E. Symon · Offset-Druck · 355 Marburg/L. · Friedrichsstr. 3

Der Einfluß einer Blende auf die Verteilungsfunktion der Elektronen in einem Gasentladungsplasma

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Klaus Wiesemann
aus Berlin

Marburg/Lahn 1968

Gedruckt mit Unterstützung
des Marburger Universitätsbundes

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn als
Dissertation angenommen am 21. Juni 1968
Tag der mündlichen Prüfung am 6. Juli 1968
Berichterstatter: Prof. Dr. W. Walcher
Mitberichterstatter: Prof. Dr. S. Großmann

INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
1.	Einleitung	4
2.	Die Meßapparatur	5
2.1	Das Vakuumsystem	5
2.2	Entladungsgefäß und Sonden	5
2.3	Elektronische Versorgung der Entladung und Meßelektronik	9
3	Voruntersuchungen	12
3.1	Die Stromabhängigkeit der Leuchterscheinung	12
3.2	Die Potentialverteilung vor der Blende	14
3.3	Folgerungen	18
4	Die Messung der Verteilungsfunktion im Plasma und ihre Störung	19
4.1	Die Kennlinie der Kugelsonde und ihre Ableitungen	19
4.2	Der Einfluß der Variation des Plasmapotentials auf die Sondenkennlinie	21
4.3	Der Einfluß einer Elektronenemission der Sonde auf die Kennlinie und ihre Ableitungen	27
4.4	Die Bestimmung der Verteilungsfunktion der Plasmaelektronen aus der halblogarithmischen Auftragung des Elektronenanlaufstromes	31
5	Die Verteilungsfunktion der Elektronen hinter einem Potentialsprung	36
5.1	Die Verteilungsfunktion hinter einer ebenen Doppelschicht	36
5.2	Begrenzte Doppelschicht	41
5.2.1	Die Verteilungsfunktion auf den Achsenpunkten	42
5.2.2	Verteilungsfunktion für beliebige Punkte	43
5.3	Der Einfluß der endlichen Sondengröße und der Schichtkrümmung	46
6	Meßergebnisse	47
6.1	Die Verteilungsfunktion vor der Blende	47
6.1.1	Verteilungsfunktionen in Xenon	48
6.1.2	Verteilungsfunktionen in Helium	53
6.2	Die Verteilungsfunktion hinter der Blende	56
6.3	Die räumliche Variation der Verteilungsfunktion	57
6.3.1	Die radiale Variation von J_m''	57
6.3.2	Die achsiale Variation von J_m''	61
6.4	Zusammenfassung	71

1 EINLEITUNG

Die von einer Blende eingeschnürte Entladung hat in der Elektrotechnik als Thyratron, in der Beschleunigertechnik als Ionenquelle Bedeutung. Daher sind über diesen Entladungstyp eine Reihe von Untersuchungen angestellt worden (Literatur s. z.B. bei [19]). Als eines der Charakteristika dieser Entladung wurden starke Felder in der Umgebung der Blende festgestellt (sog. Doppelschichten). In diesen Feldern erhalten die Elektronen Verteilungsfunktionen, die stark von der Maxwellverteilung abweichen. Das Studium solcher Verteilungsfunktionen ist von grundsätzlichem Interesse, da sie Anlaß zu Instabilitäten sein können. Außerdem sind nicht maxwell'sche Verteilungsfunktionen oft Anlaß zu falscher Interpretation von Sondenkennlinien. Das Ziel der vorliegenden Untersuchung war es daher, das Verhalten der Verteilungsfunktion der Elektronen in der Umgebung einer Blende zu studieren, um einerseits eine kritische Analyse der älteren Sondenmessungen zu ermöglichen und andererseits Informationen über den Einfluß von Instabilitäten, speziell der sog. "anomalen Streuung", auf die Entladung zu erhalten.

Zu diesem Zweck war eine besondere Sondenführung notwendig, die es gestattet, die räumliche Variation der Plasmaparameter auf einer Ebene in der Umgebung der Blende auszumessen. In Abschnitt 2 wird die zu diesem Zweck konstruierte Apparatur beschrieben. In Abschnitt 3 werden Vorversuche und eine Messung der Potentialverteilung in der Umgebung der Blende beschrieben, bei denen die grundsätzlichen Charakteristika des Phänomens der "Plasmablase" deutlich werden und sich die Problematik der Sondenmessungen in der Umgebung der Blende und die der beschleunigten Elektronen ergibt. In Abschnitt 4 wird die Problematik der Sondenmessung behandelt. In Abschnitt 5 wird ein einfaches Modell für das Abklingen der schnellen Elektronen entwickelt, das in Abschnitt 6 mit Messungen verglichen wird.

2 DIE MESSAPPARATUR

2.1 Das Vakuumsystem

Das Entladungsgefäß befand sich innerhalb einer Höchst-Vakuumapparatur aus Metall, die über eine Pfeiffer Turbomolekularpumpe TVP 900 auf maximal 0,5 nTorr evakuiert werden konnte. Zum Betrieb der Entladung wurde der Rezipient mit Hilfe eines ausheizbaren Ventils mit Indiumdichtung gegen die Pumpe abgesperrt. Über zwei Alpertventile war an den Rezipienten ein Glassystem angeschlossen, das einerseits eine Getterzelle mit Titanverdampfern und eine Gasumwälzpumpe [5] zur dauernden Reinigung des Gases enthielt, und andererseits die Gasvorratsflaschen mit spektralreinen Edelgasen, die über Metallventile vom Vakuumsystem abgetrennt waren. Für die Druckmessung bei hohen Drucken enthielt das System eine Piranimeßröhre. Das gesamte Vakuumsystem konnte mittels übergeschobener Öfen auf 300°C ausgeheizt werden. Alle Metallteile waren vor dem Zusammenbau im Ultrahochvakuum auf 450° C ausgeheizt worden. Da die Sonden beim Ausheizen häufig durch Verziehen der Zuführungen und Halterungen zerstört wurden, wurde das Gefäß vor den späteren Messungen nicht mehr ausgeheizt, sondern durch mehrfaches Zünden einer stromstarken Glimmentladung im Entladungsgas zwischen Entladungselektroden und Gefäßwand und anschließendem Spülen mit reinem Gas gereinigt. Nach dem "Abglimmen" ließen sich Drucke von etwa 5 nTorr erreichen.

2.2 Entladungsgefäß und Sonden

Fig. 2.1 zeigt einen Schnitt durch die Vakuumkammer mit dem Entladungsgefäß. Das Entladungsgefäß bestand aus einem Glasrohr von 40 mm Innendurchmesser und 325 mm Länge, an dessen beiden Enden Rohrstücke aus Kovar angeschmolzen waren. Die Kovarrohre waren mit dünnen V2A-Flanschen verschweißt, die zur Befestigung des Gefäßes auf dem Flansch der Vakuumapparatur und zur Montage der Elektroden dienten. An der Seite war das Entladungsgefäß auf eine Länge von 150 mm geschlitzt. Dieser Schlitz von 2 mm Breite diente einerseits zum Einführen der Sonde (3) in das Entladungsgefäß, andererseits als Führung für eine Glasplatte (1), die verhinderte, daß die Entladung durch den Schlitz nach außen

Legende zu Fig. 2.1
Schnitt durch den Rezipienten mit dem Entladungsgefäß und dem Sondenantrieb. Die Ziffern bedeuten: 8 Emissionsfläche der Oxydkathode. 7 Abschlußplatte aus Nickelnetz. Sie bildet zusammen mit dem Hohlzylinder, in dem die Kathode sitzt, die Anode der Hilfsentladung. 5 Blende. 6 Anode (Zylinder aus Nickelnetz). 3 bewegliche Sonde. 4 das der Sonde zugängliche Gebiet der Entladung. 1 beweglicher Glasschirm zum Abdecken des Schlitzes im Entladungsgefäß. 2 Fenster zur Beobachtung der Entladungsgebiete in der Umgebung der Blende. 9 Anschlüsse für Gasumwälzung und Gaseinlaß.

- - - - - - - - -

brennt. Als Anode (6) diente ein Zylinder von 30 mm Durchmesser und 40 mm Länge aus Nickelnetz, dem durch Aufgalvanisieren von Nickel eine blechähnliche Steifigkeit gegeben worden war. An der Öffnung der Anode war isoliert ein Nickelring aufgesetzt, der dafür sorgte, daß die Entladung innen im Anodenzylinder ansetzt. Auf diese Weise soll ein möglichst schwingungsarmer Betriebszustand der Entladung erreicht werden [18]. Die Blende oder Zwischenelektrode (5) bestand bei den Vorversuchen aus einer Nickelscheibe von 1 mm Dicke mit einer Bohrung von 5 mm Durchmesser, bei den Hauptversuchen aus einer Scheibe aus vakuumgeschmolzenem V2A von 1 mm Dicke mit einer Bohrung von 10 mm Durchmesser. Sie war über zwei isolierte Gewindestangen (nicht gezeichnet) mit der Platte verschraubt, die zur Montage der Kathode (8) dient. Zwischenelektrode und Kathode bildeten so eine Einheit, die sich ohne Demontage des Entladungsgefäßes auswechseln ließ.

Als Kathode diente eine indirekt geheizte Oxydkathode*, die als Emissionsfläche eine Scheibe von 8 mm Durchmesser hat. Da die in der Röhrentechnik üblichen Beschichtungen mit Oxydpaste in Gasentladungen nur eine kurze Lebensdauer aufweisen, wurde die Kathode mit einer Masse aus 70 % Nickelschwamm und 30 % Barium-Strontiumoxydpaste bestrichen [6]. Diese Beschichtung hat eine hohe Lebensdauer und ist gegen Belüftungen unempfindlich. Bei Vergiftung konnte die Kathode durch Neuformieren in Wasserstoffatmosphäre regeneriert werden. Zu diesem Zweck wurde bei

* Die Kathoden wurden uns freundlicherweise von dem Siemens Röhrenwerk, München, zur Verfügung gestellt.

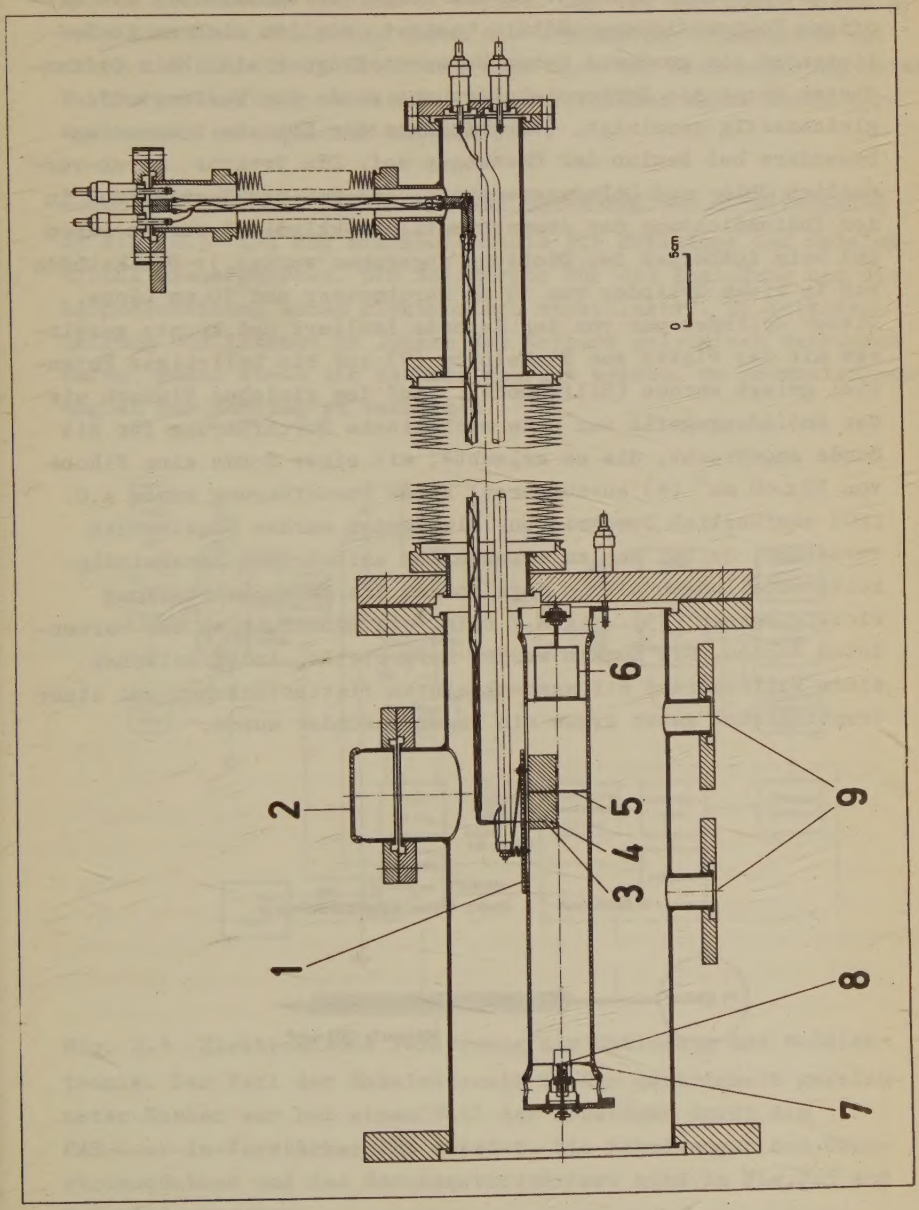


Fig. 2.1

laufender Turbomolekularpumpe im Vorvakuum ein Wasserstoffdruck von ca. 0,1 Torr erzeugt. Da die Pumpe für Wasserstoff ein niedriges Kompressionsverhältnis besitzt, stellte sich so im Rezipienten ein genügend hoher Wasserstoffdruck ein. Beim Diffundieren durch die Turbomolekularpumpe wurde der Wasserstoff gleichzeitig gereinigt. (Vergiftungen der Kathode traten insbesondere bei Beginn der Messungen auf. Die Ursache waren vermutlich Chlor und Chlorwasserstoff, die bei der Herstellung in der Indiumdichtung des Absperrventiles okkludiert worden waren und beim Ausheizen der Dichtung abgegeben wurden.) Die Kathode saß in einem Zylinder von 10 mm Durchmesser und 10 mm Länge. Dieser Zylinder war von der Kathode isoliert und konnte gemeinsam mit der Platte aus Nickelnetz (7) auf ein beliebiges Potential gelegt werden (Hilfsanode). Auf dem gleichen Flansch wie das Entladungsgefäß war eine mechanische Durchführung für die Sonde angebracht, die es erlaubte, mit einer Sonde eine Fläche von 30×60 mm^2 (4) auszufahren. Diese Durchführung wurde a.O. [20] ausführlich beschrieben. Als Sonden wurden Kugelsonden verwendet, da bei den zu erwartenden anisotropen Geschwindigkeitsverteilungen allein Kugelsonden die Energieverteilung richtig messen [13]. Fig.2.2 zeigt die Konstruktion der verwendeten Sonden. Die Kugeln wurden hergestellt, indem zwischen einem Wolframdraht mit angeschweißtem Platinstückchen und einer Graphitplatte unter Argon ein Bogen gezündet wurde.

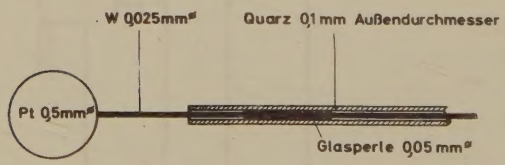


Fig.2.2 Konstruktion der Kugelsonden

Durch das Fenster (2) konnten die Entladungsgebiete in der Umgebung der Blende beobachtet werden. Das war besonders wichtig beim Einfahren der Sonde durch die Öffnung der Glasplatte und durch den Schlitz im Glasrohr, weil sich die Sondenführung unter Vakuum geringfügig verzieht. Dieses Verziehen mußte durch Verspannungen ausgeglichen werden.

2.3 Elektronische Versorgung der Entladung und Meßelektronik

In Fig. 2.3 ist das Blockschaltbild für Entladung und Meßelektronik wiedergegeben. Die Netzgeräte für die Entladung und die Kathodenheizung waren elektronisch stabilisiert. Da Kathodenheizung und Kathode im Innern der Kathode galvanisch verbunden waren, mußte stets die Kathode geerdet werden, um Brummeinstreuung an der Heizung zu vermeiden.

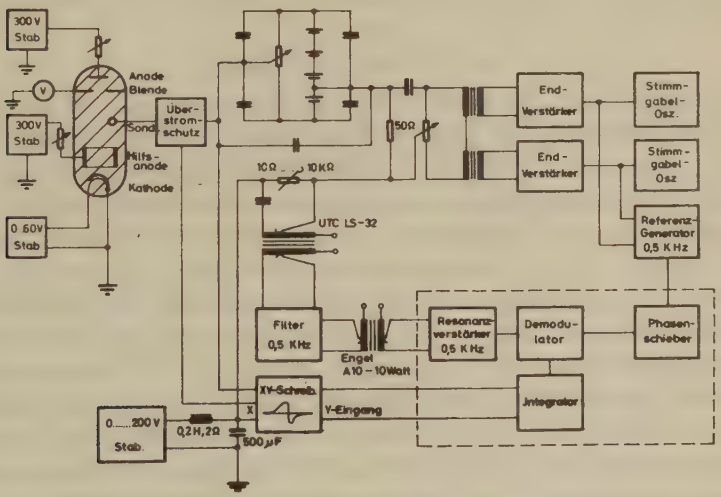


Fig. 2.3 Elektronische Versorgung der Entladung und Meßelektronik. Der Teil der Meßelektronik in dem gestrichelt gezeichneten Kasten war bei einem Teil der Messungen durch den PAR-Lock-In-Verstärker JB5 ersetzt. Die Schaltungen des Überstromschutzes und des Resonanzverstärkers sind in Fig.2.5 und 2.4 wiedergegeben.

Zur Einstellung der Sondenspannung diente eine Anodenbatterie von 90 V in Verbindung mit zwei zehngängigen Draht-Potentiometern, weil man bei dieser Anordnung den Fußpunkt der Batterie auf ein beliebiges Potential legen kann (Anode, Blende), ohne Störungen durch Brummeinstreuung, wie bei stabilisierten Netzgeräten befürchten zu müssen. Um den Einfluß der Änderung des Innenwiderstandes dieser Spannungsquelle bei der elektronischen Differentiation zu eliminieren, waren Batterie und Potentiometer mit Kondensatoren abgeblockt. Diese Kondensatoren dienten überdies dem Zweck, die Spannungssprünge auszuglätten, die beim Durchdrehen der Potentiometer entstehen, wenn der Schleifer von einer Windung zur anderen springt.

Die Sondenkennlinien wurden mit Hilfe eines XY-Schreibers geschrieben. Zur elektronischen Differentiation wurde ein Intermodulationsverfahren nach [7] verwendet, bei dem der Sondengleichspannung eine Wechselspannung u(t) kleiner Amplitude u_o der Form

$$u(t) = u_o \cdot (\sin\omega_1 t + \sin\omega_2 t)$$

aufgeprägt wird. Gemessen wird die Amplitude des Wechselstroms mit der Frequenz $\Omega = \omega_1 - \omega_2$. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß der Oberwellengehalt des eingekoppelten Signals u(t) die Meßgenauigkeit nicht beeinflußt und daß kein Modulator mit extrem hoher Linearität notwendig ist, wie bei anderen Verfahren [1], [2]. Es ist lediglich notwendig, die Oszillatoren für die Frequenzen ω_1 und ω_2 zu stabilisieren, da sich die Frequenzschwankungen in der Differenzfrequenz aufsummieren und - da Ω wesentlich kleiner als ω_1 und ω_2 ist - stärker bemerkbar machen. Die Frequenzstabilisierung läßt sich aber mit Stimmgabeln oder Quarzen ohne großen Aufwand ausführen. Bei der in der vorliegenden Untersuchung verwandten Anordnung wurden die Frequenzen ω_1 und ω_2 (1,7 und 2,2 kHz) mittels Stimmgabeln stabilisiert.

Der Nachweiszweig der Meßanordnung muß einerseits sehr empfindlich sein, damit das Differenziersignal klein gehalten werden kann, andererseits unempfindlich gegen Rauschen und Störspannungen sein. Dies wird erreicht durch Verwendung von Filter, Schmalbandverstärker und nachgeschaltetem phasenstarrem Demodulator und Integrator. Über die Zeitkonstante des Integrators läßt sich eine sehr hohe effektive Güte der Nachweisanordnung

erreichen. Da sich der zunächst verwendete Schmalbandverstärker, der einer von [2] angegebenen Schaltung nachgebaut war, als zu störanfällig erwies, wurde in dem Nachweiszweig zunächst ein PAR-Lock-in-Verstärker Typ JB5 und später ein Schmalbandverstärker nach Fig. 2.4 verwendet, der aus zwei integrierten Rechenverstärkern mit LC-Gliedern im Rückkopplungszweig bestand.

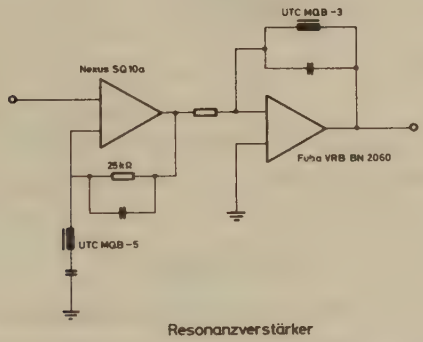
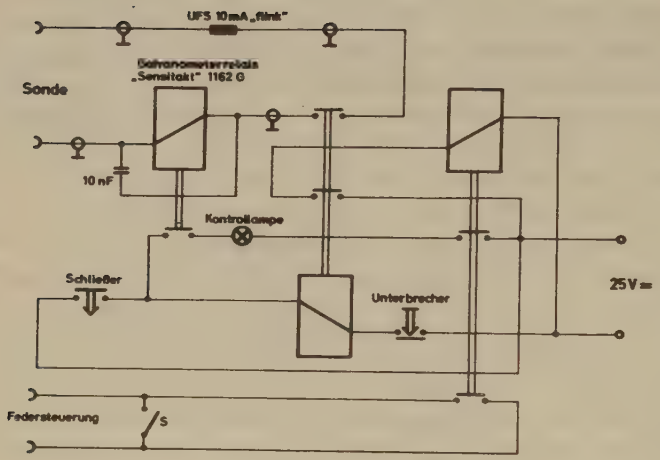


Fig. 2.4 Der Resonanzverstärker im Nachweiszweig der Meßelektronik

Die Sonde wurde durch eine Schutzschaltung mit Galvanometerrelais und Ultrafeinsicherung (10 mA Nennwert) vor Überlastung geschützt (Fig. 2.5). Das Galvanometerrelais unterbricht den Sondenstrom bei langsamem Stromanstieg, d.h. wenn der Sondenstrom der statischen Sondenkennlinie zu hohe Werte erreicht (4,5 mA); die Ultrafeinsicherung, wenn der Strom z.B. durch Zünden einer Entladung zur Sonde sprunghaft ansteigt, so daß das Galvanometerrelais nicht schnell genug folgen kann. Beim Ansprechen der Schutzschaltung wurde nicht nur der Sondenstrom unterbrochen, sondern auch die Feder des XY-Schreibers abgehoben, um den Schreibvorgang zu unterbrechen. (Zum Ausheizen der Sonde wurde die Funktion des Galvanometerrelais' durch den Schließer aufgehoben, die Sonde war dann immer noch durch die Schmelzsicherung geschützt.)



Überstromschutz

Fig. 2.5 Überstromschutz für die Sonde

3 VORUNTERSUCHUNGEN

3.1 Die Stromabhängigkeit der Leuchterscheinung

Die Voruntersuchungen wurden an einem Rohr von 45 mm Innendurchmesser durchgeführt, die Öffnung der Zwischenelektrode hatte einen Durchmesser von 5 mm. Das Entladungsgas war Argon von ca. 40 mTorr. Unmittelbar vor der Blende bildete sich bei Betrieb der Entladung eine (je nach der Stromstärke durch die Blende) halbkugel- bis kugelförmige Leuchterscheinung aus, die zur Kathode hin deutlich gegen ein schwächer leuchtendes Gebiet abgegrenzt war (Plasmablase, Plasmasack). Hinter der Zwischenelektrode setzte sich die Leuchterscheinung kegelförmig fort und erfüllte in etwa 20 - 30 mm Abstand von der Blende den gesamten Rohrquerschnitt, wie es in Fig. 3.1 skizziert ist. Die Größe der Kugel und die Helligkeit des kathodenseitigen Entladungsgebietes ließen sich sowohl durch den Strom der Hilfsentladung zum Kathodenzylinder, wie durch den Anodenstrom beeinflussen. Beim Vergrößern des Hilfsentladungsstromes zog sich die Kugel in die Zwischenelektrode zurück

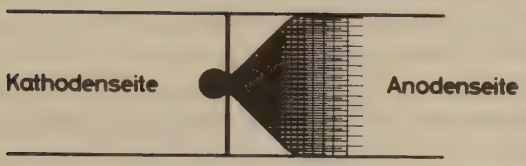


Fig. 3.1 Leuchterscheinung an der Blende (schematisch)

und das kathodenseitige Entladungsgebiet wurde dunkler. Beim Vergrößern des Anodenstromes quoll die Kugel aus der Blendenöffnung hervor, bis sie den gesamten Entladungsquerschnitt ausfüllte und als Schicht in Richtung Kathode wanderte, gleichzeitig kamen neue Leuchtgrenzen aus der Öffnung der Zwischenelektrode hervor. Die Erscheinungen vor der Blende ähneln damit denjenigen, die in Entladungsrohren mit unstetiger Querschnittsverengung beobachtet wurden [19]. Fig. 3.2 zeigt eine typische Sondenkennlinie J und ihre zweite Ableitung J", wie sie in der leuchtenden Plasmakugel vor der Blendenöffnung

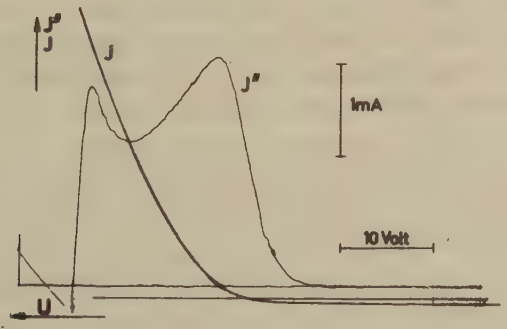


Fig.3.2 Sondenkennlinie J und ihre zweite Ableitung J" aufgenommen in der leuchtenden Plasmakugel

gefunden wurde. Die zweite Ableitung läßt deutlich zwei Maxima erkennen, d.h. die Verteilungsfunktion ist keine Maxwellverteilung. Die Form der Verteilung wird verständlich, wenn man die örtliche Variation von J" mißt. Mißt man bei konstantem Abstand von der Kathode ("festes z") in verschiedenen Abständen von der Entladungsachse ("Variation von r"), so gehen die achsenfernen J"-Kurven aus der achsennahen dadurch hervor, daß der Nulldurchgang zu negativen Spannungen verschoben wird. Dies ist das Merkmal für eine barometrische Höhenverteilung der Elektronen im ambipolaren Feld (eine genaue Diskussion folgt in Abschnitt 4). Bewegt man die Sonde längs der Achse von der Blende zur Kathode hin, werden zwar die langsamen Elektronen gemäß einer barometrischen Höhenverteilung "abgeschnitten", dagegen wächst das Maximum der schnellen Elektronen. Daraus folgt, daß die Elektronenverteilung aus zwei verschiedenen Gruppen besteht, die an verschiedenen Orten entstehen. Die langsamen Elektronen entstehen durch Ionisation in unmittelbarer Nähe der Blende. Entsprechend ihrer thermischen Energie können sie gegen das ambipolare Feld (in r-Richtung) und gegen das Längsfeld (in Achsen-Richtung) anlaufen. Die schnellen Elektronen entstehen an Orten höherer potentieller Energie, d.h. in größerer Nähe der Kathode und werden durch das Längsfeld beschleunigt.

3.2 Die Potentialverteilung vor der Blende

Fig. 3.3, 3.4 und 3.5 zeigen eine Messung der Potentialverteilung vor der Blende (bei dieser Messung konnte die Sonde der Entladungsachse nur bis auf 2,5 mm genähert werden). Jeweils auf den Kreuzungspunkten eines Gitters mit 2,5 mm "Maschenweite" wurden in dem der Sonde zugänglichen Bereich vor der Blende die Sondenkennlinie und ihre zweite Ableitung gemessen (225 Kennlinien mit zweiter Ableitung). Hinter der Blende wurde nur an einigen Stellen gemessen, da hier keine merkliche Ortsabhängigkeit gefunden wurde. Die Zwischenelektrode war bei dieser Messung geerdet, d.h. lag auf gleichem Potential wie die Kathode. Der Anodenstrom betrug 35,5 mA, die Anodenspannung 49 V. Auf der Anode lag eine durch die Entladung bedingte Wechselspannung von 12,5 kHz mit 250 mV Amplitude. Die Entladung wurde ohne Hilfsentladung betrieben. Bei den J"-Kurven

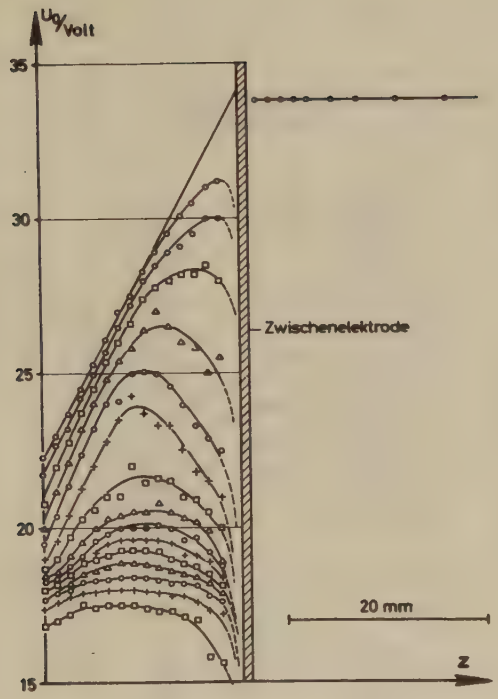


Fig. 3.3 Potentialverteilung vor der Blende, z-Abhängigkeit. Parameter der Kurven ist der Abstand von der Achse. Die oberste Kurve (links vor der Blende) ist am Rand der Blendenöffnung (r=2,5 mm) aufgenommen, bei den folgenden nimmt r jeweils um 2,5 mm zu; bei der Kurve hinter der Blende ist r = 2,5 mm.

ist das Minimum in der Nähe des Plasmapotentials nur sehr schwach ausgeprägt. Seine Höhe beträgt max. 1/5 der Höhe des Maximums. Nach [14] ist in diesem Fall die Lage des Plasmapotentials U_o in der Nähe des Maximums der J"-Kurve zu suchen. Bei der Auswertung wurden jeweils zwei Kurven, die in gleichem Abstand von der Blende (bei gleichem z) aber unterschiedlichem Abstand von der Achse (verschiedenem r) miteinander verglichen. Als U_o wurde derjenige Spannungswert genommen, bei dem die Kurve mit dem größeren r von der Kurve, die näher an der Achse gemessen wurde, abweicht (barometrische Höhenverteilung).

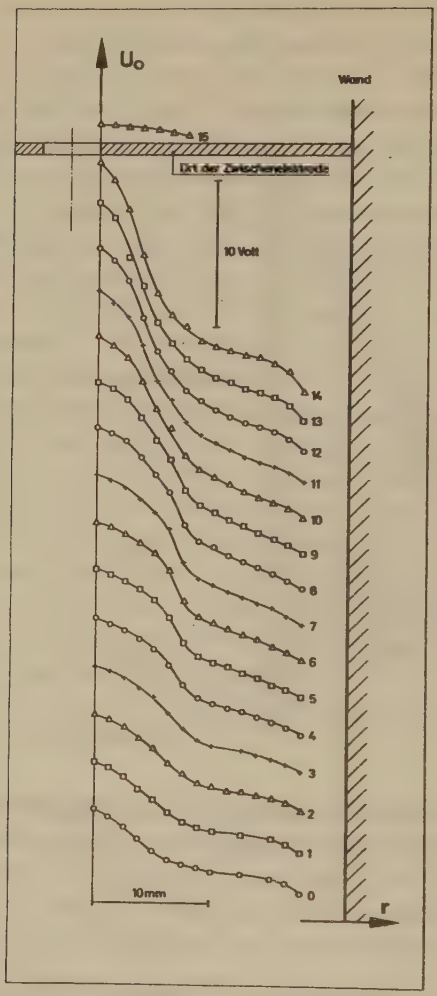


Fig. 3.4 Potentialverteilung vor der Blende, r-Abhängigkeit. Parameter der Kurven ist der Abstand von der Blende. Die Kurven sind durch senkrechte Schnitte am Ort der Meßpunkte durch die Kurvenschar der Fig. 3.3 entstanden. Bei den Kurven 1 ... 14 (aber nicht zwischen 14 und 15!) sind die Nullpunkte der einzelnen Kurven jeweils um 2,5 V gegeneinander verschoben.

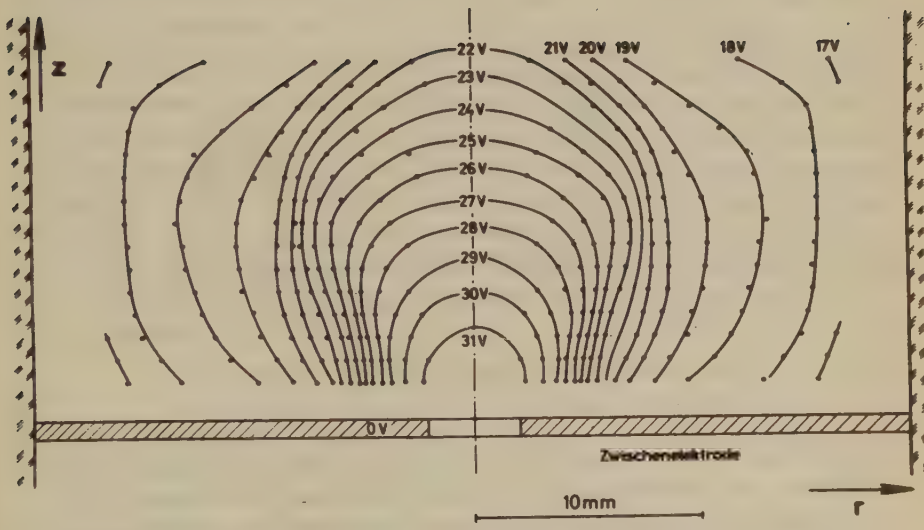


Fig. 3.5 Die Karte der Äquipotentiallinien vor der Blende, konstruiert aus den Kurven der Fig. 3.4

Bei den ganz innen aufgenommenen Kurven diente entsprechend die J"-Kurve mit dem nächstgrößeren z-Wert zum Vergleich. Aus den so gewonnenen Meßpunkten wurden die Kurven $U_o(r, z)$ mit r als Parameter aufgezeichnet (Fig.3.3), und mit Hilfe der, durch die Meßpunkte gelegten, gemittelten Kurven in Fig. 3.3, die Kurven $U_o(r, z)$ mit z als Parameter (Fig.3.4). Aus den Kurven $U_o(r, z)$ (Fig.3.4) wurde die Karte der Äquipotentiallinien in Fig. 3.5 konstruiert. Man erkennt aus Fig. 3.3, daß keine scharfe Doppelschicht vorhanden ist, sondern daß die leuchtende Kugel vor der Blendenöffnung ein Gebiet mit hoher Feldstärke darstellt.

Hinter der Blende bleibt das Potential in Achsenrichtung im Rahmen der Meßgenauigkeit über den der Sonde zugänglichen Bereich konstant. In der Verteilungsfunktion der Elektronen hinter der Blende sind nur sehr wenige Elektronen zu finden, die aus den Bereichen vor der Blende stammen (vgl.Fig.3.6).

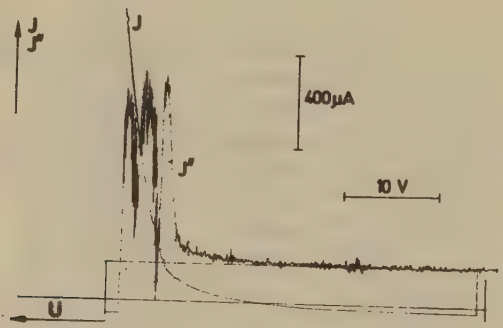


Fig. 3.6 Zweite Ableitung einer Sondenkennlinie, gemessen hinter der Blende

Allerdings wurden keine Messungen auf der Entladungsachse ausgeführt. Die Existenz eines Strahls schneller Elektronen mit einem Querschnitt entsprechend der Blendenöffnung läßt sich aufgrund dieser Messung nicht ausschließen. Von den drei Höckern der J"-Kurve in Fig. 3.6 ist nur der erste (rechte), der bei den kleinsten Sondenspannungen liegt, den Plasmaelektronen zuzuordnen. Die beiden anderen Maxima entstehen vermutlich aufgrund einer Elektronenemission der Sonde (vgl. die Diskussion der elektronenemittierenden Sonde in Abschnitt 4). Dies ergibt sich aus einer Untersuchung der radialen Variation von J", wie sie in Abschnitt 6.1.2 durchgeführt werden wird.

3.3 Folgerungen

Vor der Blende treten starke Felder (im vorliegenden Fall bis 6 V/cm) auf, die bewirken, daß sich die Plasmadaten über kurze Strecken stark ändern. Man findet Elektronenverteilungsfunktionen, die sich aus beschleunigten und nicht beschleunigten Anteilen zusammensetzen. Hinter der Blende findet man nur wenige Elektronen, die sich den Elektronengruppen vor der Blende zu-

ordnen lassen, d.h. als beschleunigte Elektronen deuten lassen. Damit ergeben sich folgende Probleme:

1. Die Sondenmessung ist zwar eine lokale Messung, setzt aber voraus, daß sich die Plasmaparameter über den Einzugsbereich der Sonde nicht ändern. Welchen Einfluß hat der Gradient der Plasmaparameter auf die Sondenmessung und die Bestimmung der Verteilungsfunktion.

2. Lassen sich auf der Entladungsachse beschleunigte Elektronen nachweisen, die aus Bereichen vor der Blende stammen und wie nimmt deren Dichte hinter der Blende ab? (Tritt eine "anomale Streuung" auf. vgl. z.B. [3]). Die Frage der Sondenmessungen in Gebieten hoher Feldstärke wird in Abschnitt 4.2 behandelt. Der Einfluß des Feldes und der Blende auf die Verteilungsfunktion wird in Abschnitt 5 theoretisch untersucht, in Abschnitt 6 werden experimentelle Daten mit den in Abschnitt 5 abgeleiteten Beziehungen verglichen.

4 DIE MESSUNG DER VERTEILUNGSFUNKTION IM PLASMA UND IHRE STÖRUNG

4.1 Die Kennlinie der Kugelsonde und ihre Ableitungen

In einem Plasma mit dem Plasmapotential U_o fließt zu einer Kugelsonde mit dem Radius a, an der die Spannung U anliegt, der Strom J(U), der sich, solange U kleiner als U_o ist (Elektronenanlaufstrom), berechnet zu

$$(4.1)\quad J(U) = \pi a^2 e \cdot \int_{\sqrt{\frac{2e}{m}(U_o-U)}}^{\infty} dv \int_{\vartheta_a(v)}^{\vartheta_s(v,\vartheta)} d\vartheta \int_{\varphi_a}^{\varphi_e} d\varphi \left(1-\frac{2e}{m}[U_o-U]\right) v^3 f(v,\vartheta,\varphi)\sin\vartheta .$$

Aus (4.1) ergibt sich durch zweimaliges Differenzieren nach U zunächst

$$(4.2)\quad J' = \frac{dJ}{dU} = \pi a^2 e \cdot \int_{\sqrt{\frac{2e}{m}(U_o-U)}}^{\infty} dv \int_{\vartheta_a}^{\vartheta_e} d\vartheta \int_{\varphi_a}^{\varphi_e} d\varphi \, \frac{2e}{m} v \, f(v,\vartheta,\varphi)\sin\vartheta$$

und daraus

$$(4.3)\quad J'' = \frac{4\pi e^3 a^2}{m^2} \int_{\vartheta_a}^{\vartheta_e} d\vartheta \int_{\varphi_a}^{\varphi_e} d\varphi \, f\left(\sqrt{\tfrac{2e}{m}(U_o-U)},\vartheta,\varphi\right) \sin\vartheta$$

Die Gleichungen (4.1) bis (4.3) gelten nur unter der Voraussetzung, daß das elektrische Feld um die Sonde kugelsymmetrisch ist, d.h. nur dann, wenn die Verteilungsfunktion der Elektronen nur eine sehr schwache Anisotropie besitzt. Dies ist z.B. der Fall, wenn in einem isotropen Plasma ein Strahl schneller Elektronen mit geringer Dichte vorhanden ist. Ist f isotrop, d.h. nur Funktion von v, so kann man in (4.3) die Winkelintegrationen ausführen ($\vartheta_o = \pi$, $\varphi_o = 2\pi$) und erhält

$$(4.4) \quad J'' = \frac{16\pi^2 e^3 a^2}{m^2} \; f\left(\sqrt{\frac{2e}{m}(U_o - U)}\right)$$

D.h. J" ist der Geschwindigkeitsverteilung direkt proportional. Bei anisotroper Verteilung ist es günstiger - und daher bei anderen Autoren üblich -, zu der Energieverteilung F(E), bzw. der Verteilung der Geschwindigkeitsbeträge $\rho(v)$ überzugehen, da dann $f(v,\vartheta,\varphi)$ der Messung mit Kugelsonden nicht zugänglich ist. Allgemein gilt

$$(4.5) \quad \rho(v) = v^2 \cdot \int_0^{\vartheta_o} d\vartheta \int_0^{\varphi_o} d\varphi \; f(v,\vartheta,\varphi) \sin\vartheta$$

daraus erhält man

$$(4.6) \quad J'' = \frac{4\pi e^2 a^2}{m(U_o - U)} \; \rho\left(\sqrt{\frac{2e}{m}(U_o - U)}\right)$$

Für die Energieverteilung ergibt sich aus der Formel

$$(4.7) \quad F(E) = \sqrt{2E/m^3} \int_0^{\vartheta_o} d\vartheta \int_0^{\varphi_o} d\varphi \; f\left(\sqrt{\frac{2E}{m}}, \vartheta, \varphi\right) \sin\vartheta$$

daß

$$(4.8) \quad J'' = \frac{2\sqrt{2}\pi e^{5/2} a^2}{(m[U_o - U])^{1/2}} \cdot F(e[U_o - U])$$

ist. Gleichung (4.6) und (4.8) gelten (mit der oben genannten Einschränkung) sowohl für isotrope als auch für anisotrope Verteilungen. Bei Zylindersonden und ebenen Sonden sind die Integrale in (4.1) bis (4.3) nur über bestimmte Winkelbereiche zu erstrecken. Man hat daher die Möglichkeit, durch Änderung der Sondenorientierung Aussagen über die Isotropie der Verteilung zu erhalten. Für diese Sonden ist aber die zweite Ableitung nur im Fall der isotropen Verteilung der Verteilungsfunktion proportional. Bei Anisotropien erhält man in J" zusätzliche Terme, die die Ableitung der Verteilungsfunktion enthalten.

Ist in einem sonst isotropen Plasma ein Strahl schneller Elektronen vorhanden, dessen Dichte derjenigen der Plasmaelektronen vergleichbar ist, so wird die Sondenschicht deformiert, da die Sonde in einem Strahl einen Schatten wirft.

1. Bei elektronenabstoßender Sonde sind im Schatten weniger Elektronen zur Kompensation der Ionenraumladung vorhanden, als auf der dem Strahl zugewandten Seite der Sonde. Infolgedessen wird die Raumladungsschicht im Schattengebiet der Sonde dicker und daher die Feldstärke dort geringer sein, als auf der dem Strahl zugewandten Seite. Dies kann zur Folge haben, daß der Strom für Elektronen einer bestimmten Energie mit steigender Spannung schwächer als linear anwächst, weil die Elektronen in den Gebieten geringer Feldstärke schwächer abgelenkt werden, als in Gebieten höherer Feldstärke, d.h. die zweite Ableitung des Stromes dieser Elektronen kann negativ werden.

2. Bei elektronenanziehender Sonde ist im Schattengebiet die Elektronenraumladung geringer, als auf der dem Strahl zugewandten Seite, d.h. die Raumladungsschicht ist im Schattengebiet dünner, als auf der dem Strahl zugewandten Seite. Das kann zur Folge haben, daß der Übergang zwischen stoßparameterbegrenztem und schichtbegrenztem Strom (vgl. [13]) eher einsetzt, als bei gleichem Strom bei isotroper Verteilung, d.h. J" wird stärker negativ.

Eine mathematische Behandlung dieser Vorgänge ist sehr kompliziert, weil einerseits die Geometrie der Schicht nur sehr schwer zu bestimmen ist und andererseits die Bahngleichung für die Bewegung im nicht kugelsymmetrischen Feld aufgesucht werden müßte.

4.2. Der Einfluß der Variation des Plasmapotentials auf die Sondenkennlinie

Die Sondenmethode ist ihrem Prinzip nach eine Methode zur Messung der lokalen Plasmaparameter. Die Änderung der Plasmaparameter mit dem Ort beeinflußt die Sondenkennlinie nur, wenn sie im Einflußbereich der Sonde merklich wird. Die Voruntersuchungen in Abschnitt 3.2 haben gezeigt, daß in der Nähe der Blende sehr steile Potentialgradienten und damit auch Dichtegradienten vor-

kommen. Es wurden z.B. Felder bis zu 6 V/cm gemessen. Die Sonde hat einen Durchmesser von 0,5 mm, d.h. das Plasmapotential ändert sich allein über einen Sondendurchmesser um 300 mV. Der Einflußbereich der Sonde ist aber wesentlich größer als die Sonde selbst. Es ist daher zu erwarten, daß sich diese Gradienten auf die Sondenkennlinie und ihre Ableitungen auswirken. Dies geschieht auf zweierlei Weise:

1. Durch die Anisotropie wird die Kugelsymmetrie des Sondenfeldes gestört. Für diesen Effekt gelten die am Schluß von 4.1 angestellten qualitativen Überlegungen entsprechend.

2. Die Sonde mittelt über ihren Einflußbereich. Aufgrund der Nichtlinearität der Kennlinie ergibt diese Mittelung keine Kennlinie, die den mittleren Plasmadaten entspricht. Die Abweichung der Sondenkennlinie von derjenigen, die dem Mittelwert der Plasmadaten entspricht, kann man bestimmen, indem man die Kennlinie um diese Mittelwerte entwickelt, wie das für den analogen Fall von zeitlichen Fluktuationen bereits durchgeführt wurde [21]. (Im Fall von zeitlichen Fluktuationen hat man prinzipiell die Möglichkeit, die ungestörte Kennlinie zu erhalten, indem man z.B. über ein sampling-Verfahren [8], [17] den Momentanwert des Sondenstromes mißt. Diese Möglichkeit entfällt im Fall von anisotropen Plasmen. Durch Verkleinern der Sonde kann man den Einfluß von Anisotropien nur bis zu einem gewissen Grad, der durch die Ausdehnung des Einzugsgebietes der Sonde bstimmt ist, herabsetzen). Bei der Berechnung der Störung der Sondenkennlinie ist es ausreichend, nur die Störung des Sondenstromes zu berechnen. Die Störung der Ableitungen erhält man durch Differenzieren der Ausdrücke für die gestörte Kennlinie (dies gilt auch im Fall von zeitlichen Fluktuationen und bedeutet, daß man die Störung nicht durch Vergleich von Kennlinie und Ableitungen ermitteln kann).

Bei der Untersuchung des Einflusses von Potentialgradienten ist es zweckmäßig, folgende Spezialfälle zu unterscheiden:

1. Die Elektronen, deren Verteilung untersucht wird, transportieren keinen Strom in Feldrichtung. Sie haben im Feld eine barometrische Höhenverteilung.

2. Die Elektronen transportieren einen Strom in Feldrichtung.

   2.1 Das Feld ist so schwach, daß die Elektronenverteilung mit dem Feld im Gleichgewicht ist.

   2.2 Das Feld ist so stark, daß die Elektronen im Feld beschleunigt werden (run-away-Effekt).

Die Frage, ob man ein vorgegebenes Feld im Sinn der Fallunterscheidung 2.1 und 2.2 als stark oder schwach zu bezeichnen hat, hängt vom Wirkungsquerschnitt und der freien Weglänge der Elektronen ab.

F a l l 1 ist besonders für den Einfluß des radialen Feldes, das sich aufgrund der ambipolaren Diffusion in einer Entladung ausbildet, von Bedeutung. Er hat jedoch auch für den Einfluß des Längsfeldes Bedeutung, wenn in einer Entladung Gebiete, in denen stark ionisiert wird, mit solchen, in denen schwach ionisiert wird, abwechseln, wie in einer geschichteten Entladung oder vor einer Blende (vgl. die Diskussion der Verteilungsfunktion in Abschnitt 3). Die Verteilungsfunktion hängt in diesem Fall von der Summe aus potentieller u n d kinetischer Energie ab und wird jeweils an der Stelle, an der die kinetische Energie verschwindet, "abgeschnitten". In der Sondenkennlinie entspricht diese Stelle dem Plasmapotential. Fig 4.1 und 4.2 demonstrieren, wie sich eine barometrische Höhenverteilung

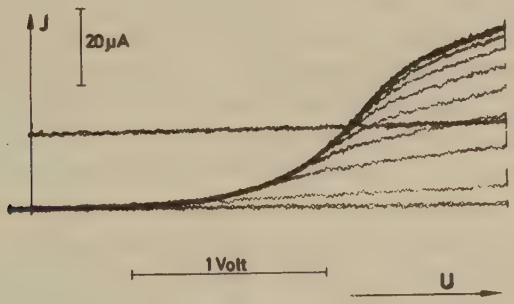


Fig. 4.1 Schar von Sondenkennlinien in einer Xenonentladung (Parameter ist r) zur Demonstration einer barometrischen Höhenverteilung (Entladung ohne Blende, Druck 0,1 Torr, Entladungsstrom 2 mA, Anodenspannung 20,6 V, Dichte 10^9 cm^{-3}, Elektronentemperatur 0,2 eV).

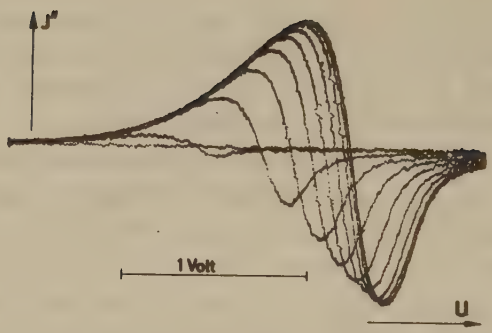


Fig.4.2 Schar der J"-Kurven entsprechend Fig. 4.1

in einer Schar von Sondenkennlinien bzw. deren zweiter Ableitung bemerkbar macht. In Fig. 4.1 ist in üblicher Weise der Sondenstrom als Funktion der Sondenspannung für verschiedene Positionen der Sonde aufgetragen. Die oberste Kurve ist auf der Entladungsachse aufgenommen, bei den folgenden wurde die Sonde jeweils um 2,5 mm nach außen bewegt (Zunahme von r). Aufgrund der ambipolaren Diffusion wird das Potential mit wachsendem r negativer. Für negative Sondenspannungen (niedrige Werte von U) haben alle Kurven unabhängig von dem am Ort der Sonde vorliegenden Plasmapotential den gleichen Verlauf. Sobald die Sonde ein Potential erreicht, das gleich dem Plasmapotential in irgendeinem Teil ihres Einzugsgebietes ist, weicht die Kennlinie vom gemeinsamen Verlauf ab. Die zweite Ableitung (Fig.4.2) geht dabei gegen Null und demonstriert damit besonders gut das "Abschneiden" der Verteilung. Man erkennt aus diesem Verlauf der Sondenkennlinien, daß der Potentialgradient die Kennlinie nur in dem Bereich stört, in dem das Sondenpotential teils positiver, teils negativer, als das Potential in ihrem Einzugsgebiet ist. D.h. die Messung der energiereichen Elektronen wird nicht verfälscht, wohl aber die Messung der ganz langsamen Elektronen und die Messung des Plasmapotentials (d.h. auch die Dichtemessung). Die Ausdehnung des gestörten Bereiches in der Kennlinie wächst mit Zunahme des Feldes. Hierauf (und auf einer Störung der Potentialverteilung durch die Sonde) beruht vermutlich die Erscheinung in Fig. 4.2, daß der Verlauf von J" hinter dem Maximum

bei Annäherung an die Wand (mit zunehmendem r) immer flacher wird (vgl. die unterste Kurve in Fig.4.2).

Der Fall 2.1 ist dadurch charakterisiert, daß an jedem Punkt die gleiche Verteilungsfunktion (und die gleiche Dichte) vorliegt, daß aber die potentielle Energie der Elektronen jeweils entsprechend der Zunahme des Plasmapotentials zunimmt. D.h. die Verteilungsfunktion ist allein eine Funktion der kinetischen Energie der Elektronen und unabhängig von ihrer potentiellen Energie. Liegt dieser Fall vor, so ergäbe zwar jeder Bereich des Einzugsgebietes der Sonde die gleiche Kennlinie, aufgrund der unterschiedlichen Potentiale ist die gemessene Kennlinie jedoch als Überlagerung vieler gegeneinander verschobener Kennlinien aufzufassen. In gleicher Weise wird die Sondenkennlinie durch eine polykristalline Struktur der Sonde beeinflußt. Bei den zu der vorliegenden Untersuchung durchgeführten Messungen wurde niemals ein Hinweis dafür gefunden, daß dieser Fall vorlag (wegen des run-away-Effektes kann dies auch niemals für alle Elektronenenergien gleichzeitig erfüllt sein). Es soll daher hier nur der (mathematisch völlig analog zu behandelnde) Einfluß der polykristallinen Struktur untersucht werden, der bei Messungen in Plasmen mit niedriger Elektronentemperatur eine Rolle spielt. Wie jede Metalloberfläche ist die Sondenoberfläche aus Flächen mit verschiedenen kristallographischen Indices, d.h. mit verschiedener Austrittsarbeit zusammengesetzt. Ist U die Summe aus Sondenspannung und dem Mittelwert der Kontaktspannung zwischen Sonde und Bezugselektrode, und A_i der Teil der Sondenoberfläche, dessen Austrittsspannung um u_i vom Mittelwert der Austrittsspannung der Sonde abweicht, und ist $j(U+u_i)$ die Stromdichte auf eine Fläche mit dem Potential $U+u_i$, so gilt für den Sondenstrom J(U)

$$(4.9) \quad J(U) = \sum_i j(U+u_i)A_i .$$

Gemäß der Definition von A_i muß gelten $\sum_i A_i = A$ (A ist die Sondenoberfläche). Entwickelt man nun $j(U+u_i)$ an der Stelle U in eine Taylorreihe, so kann man die Ableitungen von j vor die Summe ziehen, da sie vom Laufindex i nicht abhängen. Die verbleibenden Summen haben die Gestalt

$$\sum_i u_i^n A_i = A\overline{u^n}$$

D. h. man erhält wegen $jA = I$

$$(4.10)\quad J(U) = I(U) + \frac{1}{2}\overline{u^2}\, I''(U) + \frac{1}{6}\overline{u^3}\, I'''(U) + \ldots$$

($\overline{u} = 0$ nach Definition). Dabei stellt I(U) die Kennlinie einer Sonde der Oberfläche A mit über die ganze Fläche A konstanter Austrittsarbeit dar. Ist die Folge A_i symmetrisch um die Stelle, an der $u_i = 0$ ist, so verschwinden in (4.10) die ungeraden Ableitungen von I. (Will man den Einfluß eines Feldes im Plasma beschreiben, so erhält man in (4.9) ein Integral, statt einer Summe, weil sich das Plasmapotential stetig ändert; außerdem muß man statt über die Sondenoberfläche über das Einzugsgebiet der Sonde mitteln. Man erhält aber trotzdem für J(U) die Gleichung (4.10).)

Die obige Herleitung setzt voraus, daß sich der Strom zu den einzelnen Kristallitflächen der Sonde unabhängig von den anderen einstellt. Das ist nur im Elektronenanlaufstromgebiet und bei dünner Schicht der Fall. Sonst erhält man durch das Querfeld zwischen den Flächen eine komplizierte Stromverteilung [22]. Da die Ableitungen des Sondenstroms in der Regel im Bereich der langsamen Elektronen besonders groß sind, wirkt sich diese Verfälschung besonders auf die langsamen Elektronen aus. Nimmt man diese Störung mit derjenigen durch zeitliche Fluktuationen zusammen, für die sich ein ähnlicher Ausdruck, wie (4.10) ergibt [21], so läuft die Bestimmung der ungestörten Sondenkennlinie I(U) darauf hinaus, die Differentialgleichung

$$(4.11)\quad J(U) = \alpha I(U) + \beta I'(U) + \gamma I''(U) + \ldots$$

zu lösen, wobei J(U) die gemessene Kurve darstellt. Das Problem besteht darin, die Koeffizienten α, β, γ ... (die ihrerseits auch noch von U abhängen können) nach einem vernünftigen Kriterium zu bestimmen.

Im Fall des starken elektrischen Feldes 2.2 soll nur der Spezialfall behandelt werden, daß die Elektronen während der Beschleunigung keiner merklichen Wechselwirkung unterliegen. Die Betrachtungen des Abschnittes 5 (Gl. (5.12)) ergeben, daß die zweite Ableitung an einer Stelle mit dem Plasmapotential U_o aus derjenigen an der Stelle $(U_o - U_B)$ durch Multiplizieren mit dem Faktor $G(U_o) = (U_o - U - U_B)/(U_o - U)$ hervorgeht (U_B ist die Beschleunigungsspannung). U_o und U_B ändern

sich gleichsinnig, d.h. der Zähler von $G(U_o)$ ist als Konstante aufzufassen. Führt man eine Entwicklung analog zu der für den Fall der polykristallinen Sonde durch, so erhält man den Ausdruck

$$(4.12)\quad J''(U) = I''(U)\left(1-\frac{\overline{u_o}}{\overline{U_o}-U}+\frac{1}{4}\frac{\overline{u_o^2}}{(\overline{U_o}-U)^2}-\frac{1}{36}\frac{\overline{u_o^3}}{(\overline{U_o}-U)^3}+-\ \ldots\right)$$

$\overline{u_o}$ ist die mittlere Abweichung zwischen U_o und $\overline{U}_o$ usf. $\overline{u_o}$ ist ungleich Null, weil bei dieser Mittelung der Strom als Gewichtsfunktion eingeht, während der Mittelwert von U_o durch eine lineare Mittelung über U_o bestimmt wird. $U_o - U$ ist das Spannungsäquivalent der Energie der Elektronen, deren Dichte durch die Verteilungsfunktion d.h. J"(U) an der Stelle U beschrieben wird. Man sieht, daß auch in diesem Fall die Störung mit wachsender Elektronenenergie abklingt, so daß nur bei den langsamen Elektronen eine Verfälschung der Messung zu erwarten ist.

4.3 Der Einfluß einer Elektronenemission der Sonde auf die Kennlinie und ihre Ableitungen

Bei der Diskussion von Fig. 3.6 in Abschnitt 3 wurde bereits darauf hingewiesen, daß in der zweiten Ableitung der Sondenkennlinie Strukturen auftreten, die auf eine Elektronenemission der Sonde zurückzuführen sind. Elektronenemission der Sonde ist zu erwarten, wenn die Ionisierungsarbeit des Entladungsgases größer ist als das Zweifache der Elektronenaustrittsarbeit der Sonde, und wenn Anregungsniveaus vorhanden sind, deren Energie größer ist als die Elektronenaustrittsarbeit. Die Elektronen können durch Ionen, Metastabile oder Photonen ausgelöst werden. Eine Diskussion dieser Prozesse findet man in der einschlägigen Literatur (z.B. [12]). Hier soll daher nur der Einfluß der Emission auf die Sondenkennlinie untersucht werden (die Betrachtungen dieses Abschnitts gelten mit gewissen Modifikationen auch für eine konkave Sonde).

Wir betrachten eine Kugelsonde vom Radius a, die von einer Raumladungsschicht mit dem Radius r_s umgeben ist. Das Sondenpotential sei mit U, das Plasmapotential mit U_o bezeichnet. Elektronen, die von der Sonde emittiert am Schichtrand r_s eine Radialgeschwindigkeit $\dot{r}$ größer als Null haben, sollen zum Strom beitragen. Aus den Bewegungsgleichungen im Zentralfeld läßt

sich ableiten, daß für Elektronen, die mit der Geschwindigkeit v_o und unter dem Winkel ϑ zwischen Geschwindigkeitsvektor und Flächennormale im Startpunkt von der Sonde emittiert werden, $\dot{r}(r_s) = 0$ ist, wenn

$$(4.13a) \quad \sin^2\vartheta = \frac{r_s^2}{a^2}\left(1 + \frac{2e(U_o - U)}{m v_o^2}\right)$$

bzw.

$$(4.13b) \quad v_o^2 = \frac{-2e(U_o - U)/m}{1-(a^2/r_s^2)\sin^2\vartheta}$$

ist. Da $a \leq r_s$ ist, läßt sich Gl. (4.13) nur erfüllen, wenn $U \geq U_o$ ist. D.h. wenn das Plasma positiver als die Sonde ist, tragen alle von der Sonde emittierten Elektronen auch zum Strom bei (kinematische Sättigung des Stromes). Zur Berechnung des Anlaufstromes für $U \geq U_o$ beschreiben wir den von der Sonde emittierten Strom durch eine Emissionsstromdichteverteilung $h(\Omega, v)$, die durch folgende Beziehung definiert ist. Die Dichte des in das Phasenraumelement Ω , $d\Omega$; v,dv (Ω Raumwinkel im Phasenraum) emittierten Stromes $dj(\Omega, d\Omega; v, dv)$ sei gegeben durch:

$$(4.14) \quad dj(\Omega, d\Omega; v, dv) = v^2 e\gamma i\, h(\Omega, v) d\Omega\, dv$$

(e Elementarladung, γ Ausbeute, i Stromdichte der auslösenden Teilchen auf der Sondenoberfläche).
In Kugelkoordinaten hat $d\Omega$ die Form

$$d\Omega = \sin\vartheta\, d\vartheta d\varphi$$

Da wir für die Sonde ideale Kugelgestalt annehmen, hängt h nicht von φ ab. Die Messung der Winkelverteilung von emittierten Elektronen hat überdies ergeben [12], daß stets eine Cosinus-Verteilung auftritt (Lambert'sches Gesetz). Das bedeutet, daß h auch nicht von ϑ abhängt. Man erhält für den Emissionsstrom

$$(4.15a) \quad J(U) = 4\pi a^2 e\gamma i \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\vartheta \int_{v_o}^{\infty} dv v^2 h(v) \sin\vartheta$$

und nach Ausführen der φ-Integration

$$(4.15b) \quad J(U) = 8\pi^2 a^2 e\gamma i \int_0^{\pi/2} d\vartheta \int_{v_o}^{\infty} dv v^2 h(v) \sin\vartheta$$

Die Berechnung von J" für beliebige Werte von r_s/a ist schwierig, weil man, um zu interpretierbaren Ergebnissen zu kommen, vor der Differentiation in (4.15b) die Integrationen vertauschen

müßte. Dabei tritt in der Grenze der Integration eine Unstetigkeitsstelle auf (da ϑ nicht größer als $\pi/2$ werden kann), an der der Integrand divergiert. Daher sollen hier nur zwei Spezialfälle behandelt werden.

1. $a \approx r_s$, d.h. die Schicht ist dünn im Vergleich zum Durchmesser der emittierenden Kugel. Dann geht $1 - a^2/r_s^2 \sin^2\vartheta$ gegen $\cos^2\vartheta$ und man erhält aus Gleichung (4.15b) den Ausdruck für den Strom zu einer ebenen Sonde. In diesem Fall liefert J" die Emissionsstromdichteverteilung, da h nicht von ϑ abhängt [4].

2. $a \ll r_s$ (dicke Raumladungsschicht), dann geht $a^2/r_s^2 \sin^2\vartheta$ gegen Null, d.h. die Grenze der v-Integration hängt nicht mehr von ϑ ab. Die ϑ-Integration läßt sich ausführen und ergibt den Faktor 1. Man erhält durch Ableiten des Stromes nach der Spannung

$$(4.16a) \quad J'(U) = 8\pi^2 a^2 \frac{e}{m} \gamma i \sqrt{\frac{2e}{m}(U - U_o)}\, h\left(\sqrt{\frac{2e}{m}(U - U_o)}\right).$$

D.h. J'(U) ist bereits der Emissionsstromdichteverteilung proportional. Geht man analog zu (4.7) zur Energieverteilung H(E) der Emissionsstromdichte über, so ergibt sich

$$(4.16b) \quad J'(U) = 8\pi^2 a^2 \frac{2e}{m} \gamma i\, H(e[U - U_o]).$$

Die erste Ableitung des Stromes ist der Energieverteilung direkt proportional. Da man im Plasma immer J" mißt, erhält man aufgrund der Elektronenemission der Sonde bei positiver Sondenspannung ein Signal, das der Ableitung von H proportional ist.

$$(4.17) \quad J''(U) = 8\pi^2 a^2 \frac{e^2}{m} \gamma i\, H'(e[U - U_o])$$

Die Gleichungen (4.16) und (4.17) gelten nur, wenn i nicht von U abhängt, d.h. sie gelten nicht für die von Ionen ausgelösten Elektronen. In diesem Fall ist i ebenfalls zu differenzieren (die Energieabhängigkeit von γ spielt im hier interessierenden Energiebereich keine Rolle).

Die Elektronenemission der Sonde tritt besonders ausgeprägt in Entladungen in Helium in Erscheinung. Deshalb ist in Fig.4.3 H(E) und H'(E) für Elektronen, die von Heliumionen von 10 eV Energie an Molybdän ausgelöst wurden, wiedergegeben. Die Verteilung von Elektronen, die durch Metastabile ausgelöst werden,

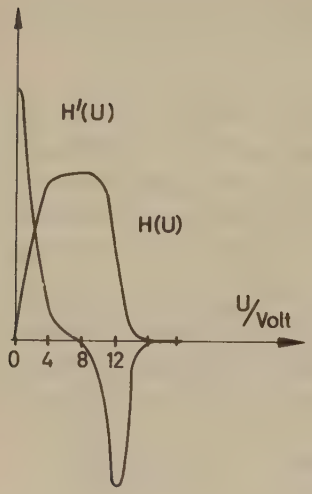


Fig. 4.3 Energieverteilung H(E) und deren Ableitung H'(E) von Elektronen, die durch Heliumionen von 10 eV Energie an Molybdän ausgelöst wurden.(aus [12] nach einer Messung von Hagstrum).

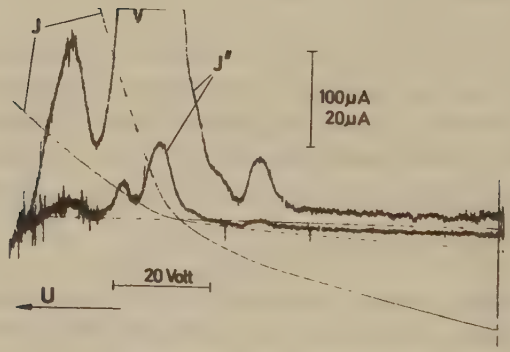


Fig.4.4 Sondenkennlinie J und zweite Ableitung J" gemessen in Helium von 65 mTorr, Dichte der langsamen Elektronen $4 \cdot 10^8$ cm^{-3}, der schnellen $5 \cdot 10^7$ cm^{-3}, das Plasmapotential liegt zwischen dem 2. und 3. Maximum von links. Das zweite Maximum entspricht etwa H'(E) (vgl. Fig. 4.3).

sollte einen ähnlichen Verlauf haben, da der Verlauf von H(E) zwischen 10 und 200 eV nicht sehr stark von der Ionenenergie abhängt (vgl. Fig. 13-2-20 in [12]). Auch für Photoelektronen hat H(E) einen ähnlichen Verlauf (vgl. Fig. 13-4-12 in [12]). Vergleicht man H'(E) aus Fig. 4.3 mit dem gemessenen Verlauf von J" für $U \geq U_o$ (positive Sonde) in Fig. 4.4, so sieht man, daß über den Bereich von ca. 10 eV eine ähnliche Struktur auftritt (man beachte,daß in Fig. 4.3 und in Fig. 4.4 die Richtung von U entgegengesetzt ist). Die gleiche Struktur kann man besonders klar in Fig. 6.7 erkennen (Verlauf zwischen Maximum 3 und 2; vgl. die Diskussion in Abschnitt 6.1.2).

Die Struktur, die von der Elektronenemission der Sonde herrührt, beeinflußt zwar den von den Plasmaelektronen herrührenden Teil der J"-Kennlinie nicht, es ist jedoch oft schwierig zu entscheiden, wo das Plasmapotential liegt und welcher Teil der Kennlinie den Plasmaelektronen und welcher der Elektronenemission der Sonde zuzuordnen ist. In der Sondenkennlinie selbst wird die Messung des Ionenstroms verfälscht, da der Elektronenemissionsstrom die gleiche Richtung wie der von der Sonde aufgenommene Ionenstrom hat. Dies zeigt besonders deutlich die Sondenkennlinie J in Fig. 4.4. Da die Ausbeutefaktoren für Elektronenemission durch Metastabile nicht bekannt sind, und die von den verschiedenen Prozessen ausgelösten Elektronen nicht voneinander zu unterscheiden sind, ist es nicht möglich, den "Ionenstromteil" einer Sondenkennlinie unter diesen Bedingungen auszuwerten.

4.4 Die Bestimmung der Verteilungsfunktion der Plasmaelektronen aus der halblogarithmischen Auftragung des Elektronenanlaufstromes

Da (auch noch) in der (neueren) Literatur des öfteren der Versuch gemacht wird, aus der halblogarithmischen Auftragung des Elektronenanlaufstromes, statt aus der zweiten Ableitung die Verteilungsfunktion zu bestimmen, soll hier die Relevanz dieser Methode kurz diskutiert werden. Wir gehen von der ursprünglich von Langmuir angegebenen Methode zur Auswertung einer Sondenkennlinie aus. Man trägt den Elektronenanlaufstrom halblogarithmisch auf, zeichnet die ausgleichende Gerade, da diese Aufzeichnung bei Vorliegen einer Maxwellverteilung eine Gerade ergeben muß, und entnimmt aus deren Steigung die Elektronen-

temperatur. Aus der Abweichung der Kennlinie von der Geraden bestimmt man, je nach dem, welcher Philosophie man glaubt, auf verschiedene Weise das Plasmapotential und aus dem Strom bei der Spannung 0 zwischen Sonde und Plasma mit Hilfe der mittleren Elektronengeschwindigkeit die Trägerdichte. Abweichungen der Kennlinie von der Geraden an Orten, wo die Sonde sicher noch Anlaufstrom mißt, zeigen Abweichungen von der Maxwellverteilung an. In vielen Arbeiten werden in solchen Fällen die Anlaufstromkennlinien durch mehrere Geradenstücke approximiert und die Verteilungsfunktion als Überlagerung mehrerer Maxwellverteilungen mit verschiedenen Temperaturen gedeutet (vgl. z.B. [16], [19] und viele andere). Deutung und Auswertungsmethode sind in diesem Fall nicht unbedingt miteinander konsistent, da eine Summe von Exponentialfunktionen in halblogarithmischer Darstellung nicht einfach einen entsprechenden Polygonzug ergibt. Darüberhinaus kann man sagen, daß in einer Gasentladung in den seltensten Fällen Verteilungsfunktionen auftreten, die als Überlagerung mehrerer Maxwellverteilungen zu deuten wären.

Sieht man von dem Auftreten von Druyvesteynverteilungen oder ähnlichen Verteilungen ab, die in schwachionisierten Gasen auftreten können, wenn die Elektron-Elektron-Wechselwirkung von der Wechselwirkung zwischen Elektronen und Neutralgas überwogen wird [9], so ist in der Regel die Ursache für das Auftreten von nicht-maxwell'schen Verteilungen der Elektronen, daß eine Entladung aus verschiedenen Gebieten besteht, die durch Schichten, in denen eine hohe Feldstärke herrscht, voneinander getrennt sind. Unter diesen Umständen erhält man h i n t e r einer Schicht eine Verteilungsfunktion, die sich aus einer langsamen isotropen Elektronengruppe (meist mit Maxwellverteilung) und einer beschleunigten (und unmittelbar hinter der Schicht gerichteten) Elektronengruppe zusammensetzt. Aus einer solchen Verteilung kann niemals eine solche werden, die aus zwei Maxwellverteilungen mit verschiedener Temperatur zusammengesetzt ist, da die Wechselwirkung der Elektronen untereinander mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt. Sind die Geschwindigkeiten der schnellen Elektronen erst einmal über einen großen Winkelbereich gestreut, so überwiegt aus diesem Grund die Wechselwirkung der schnellen Elektronen mit den langsamen diejenige der schnellen Elektronen untereinander. Besitzen die langsamen Elektronen vor und hinter

der Beschleunigungsschicht je eine Maxwellverteilung jedoch mit verschiedenen Temperaturen, so kann der Fall einer Überlagerung zweier Maxwellverteilungen v o r der Beschleunigungsschicht auftreten, wenn eine merkliche Anzahl von Elektronen gegen das Feld anzulaufen vermag. Meßbar ist dieser Effekt doch nur, wenn die Temperatur der Elektronen hinter der Schicht höher als die derjenigen vor der Schicht ist. Ein solcher Fall ist in Fig.4.5 demonstriert (Fig. 4.5 wurde zwar hinter der Beschleunigungsschicht gemessen, man erkennt aber, wie die Verteilung vor der Schicht aussieht).

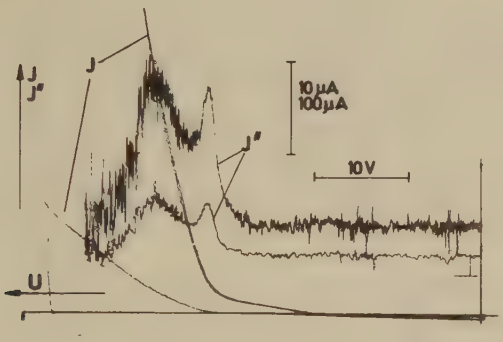


Fig. 4.5 Sondenkennlinie J und J" gemessen in Argon von 0,1 Torr. Die Blende war als Anode geschaltet, in der Öffnung bildete sich eine leuchtende Kugel, in der die Kennlinie aufgenommen wurde. Hilfsentladungsstrom 18 mA, Blendenstrom 4,4 mA.

Daß trotzdem von vielen Autoren behauptet wird, daß hinter einer Schicht Verteilungsfunktionen gefunden worden seien, die sich aus mehreren Maxwellverteilungen zusammensetzen, liegt an einer falschen Interpretation der Sondenkennlinien, wie anhand der in Fig. 4.6 für den Fall einer Maxwellverteilung mit schneller Gruppe konstruierten Kennlinie demonstriert werden soll. Bei der Konstruktion dieser Kennlinie ist angenommen, daß die beschleunigte Gruppe vor der Beschleunigung (Beschleunigungsspannung U_B) eine Temperatur T_2 besessen hat, die halb so groß ist, wie T_1 die Temperatur der langsamen Gruppe hinter der Beschleunigungsschicht. (Der in Abschnitt 5 für die beschleunigte

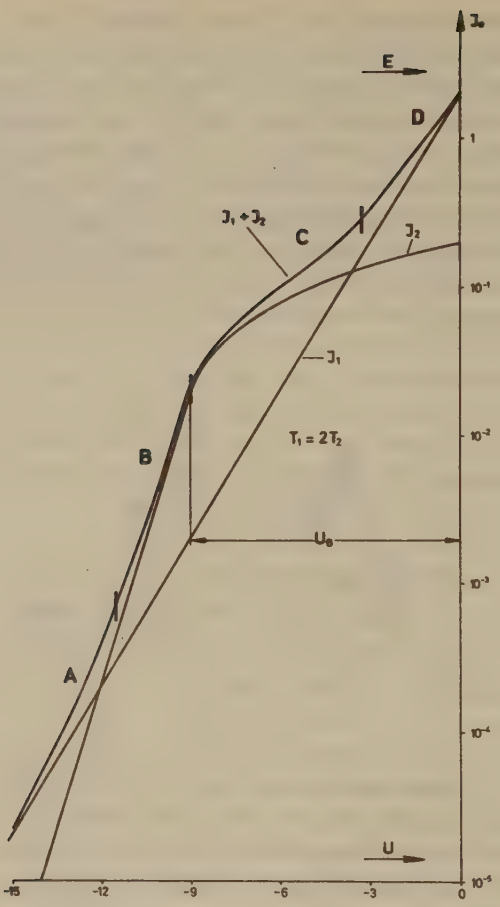


Fig. 4.6 Sondenkennlinie ($J_1 + J_2$) konstruiert für eine Verteilung, die aus langsamer Maxwellverteilung der Temperatur T_1(Strom J_1) und beschleunigter Maxwellverteilung der Temperatur $T_2 = 1/2\ T_1$ (Strom J_2) besteht.

Gruppe abgeleitete Faktor G(U) ist vernachlässigt, da er das Bild nicht wesentlich ändert.) Wie Medicus [13] gezeigt hat, steigt der Strom, der von den schnellen Elektronen herrührt (J_2) für Sondenspannungen die positiver, als $U_o - U_B$ sind (U_o ist in der Zeichnung gleich Null gesetzt), linear an, wenn die schnelle Gruppe ungerichtet ist. Dies gilt für die Kugelsonde

unter den in Abschnitt 4.1 genannten Voraussetzungen auch bei gerichteten Gruppen, während Zylindersonden in diesem Fall einen Anstieg proportional $(U_o-U)^{1/2}$ haben. Überlagert man die Ströme, die von den verschiedenen Elektronengruppen herrühren, so kann man in der Summenkurve $(J_1 + J_2)$ folgende Bereiche unterscheiden:

A Bei sehr negativen Spannungen überwiegt J_1, der Strom der Elektronen der isotropen Verteilung (das gilt nur, wenn $T_1 > T_2$ ist; ist $T_2 \geq T_1$, so fehlt Teil A in der Kennlinie).

B J_2 überwiegt. Der Strom steigt entsprechend T_2 exponentiell an (vgl. jedoch Abschnitt 5).

C Die Sonde ist positiver als das Plasma vor der Doppelschicht, der Strom steigt zunächst linear (bzw. parabelförmig) an und geht allmählich in den exponentiellen Anstieg in Gebiet

D über, der der Temperatur T_1 der isotropen Gruppe entspricht, weil J_1 überwiegt.

E Die Sonde ist positiver als das Plasma; der Strom ist raumladungsbegrenzt.

Kennlinien dieses Typs sind aus der Literatur als S-förmige Kennlinien bekannt. Ist die Dichte der isotropen Verteilung so niedrig, daß Gebiet D fehlt, weil der Sättigungsstrom schon in Gebiet C einsetzt, so spricht man von C-förmigen Kennlinien [19]. In manchen Fällen ist die Dichte der schnellen Elektronen so gering, daß man Kennlinien mißt, die nur die Abschnitte C, D und E enthalten (z.B. in [4]). Das Abbiegen der Kennlinie nach niedrigen Strömen in Gebiet C wird dann als Defizit an schnellen Elektronen in einer Maxwellverteilung hoher Temperatur gedeutet, z.B. in [16]. Es gibt also viele Möglichkeiten, die Kennlinien in 4.6 durch Geradenstücken geeigneter Längen zu approximieren. Aufschluß über die Verteilungsfunktion der Elektronen liefert nur die zweite Ableitung der Kennlinie. Die halblogarithmische Darstellung des Elektronenanlaufstromes ist mehrdeutig.

5 DIE VERTEILUNGSFUNKTION DER ELEKTRONEN HINTER EINEM POTENTIALSPRUNG

5.1 Die Verteilungsfunktion hinter einer ebenen Doppelschicht

Wir betrachten zwei Plasmen, die durch einen Potentialsprung (eine Doppelschicht), in dem die Spannung U_B abfällt, gegeneinander abgegrenzt sind. Das Potential in dem Gebiet vor der Schicht betrage $U_o - U_B$, in dem Gebiet hinter der Schicht U_o. Die Doppelschicht sei eben und räumlich nicht begrenzt. Von dem Plasma mit dem Potential $U_o - U_B$ fließt ein Elektronenstrom in das Plasma mit dem Potential U_o. Bei der Beschleunigung wird die Geschwindigkeitsverteilung dieser Elektronen verändert. Zur Berechnung dieser Veränderung führen wir im Geschwindigkeitsraum Kugelkoordinaten v,ϑ,φ (bzw. v',ϑ',φ' vor der Beschleunigung) ein. $\vartheta = 0$ bedeutet die Richtung senkrecht zur Doppelschicht parallel zum Beschleunigungsfeld. Der Zusammenhang zwischen Geschwindigkeitsbetrag und -richtung eines Elektrons vor und nach der Beschleunigung ist durch Energie- und Impulssatz gegeben.

$$(5.1) \qquad v' = \sqrt{v^2 - \frac{2eU_B}{m}}$$

$$(5.2) \qquad v'\sin\vartheta' = v\sin\vartheta$$

Die Verteilungsfunktion der Elektronen vor der Beschleunigung sei $f(v')$, nach der Beschleunigung $\bar{f}(v,\vartheta)$. Unterliegen die Elektronen in der Schicht keiner Wechselwirkung, so folgt aus dem Liouville'schen Satz, daß

$$(5.3a) \qquad dj(\vartheta',d\vartheta';\, v',dv') = d\bar{j}(\vartheta,d\vartheta;\, v,dv)$$

ist (überstrichene Funktionen sind diejenigen, die nach der Beschleunigung gelten), d.h.

$$(5.3b) \qquad v'^3 f(v')\sin\vartheta'\, d\vartheta'\, dv' = v^3 \bar{f}(v,\vartheta)\sin\vartheta\, d\vartheta\, dv$$

Unter Berücksichtigung von (5.2) folgt aus (5.3b)

$$(5.4) \qquad \bar{f}(v,\vartheta) = \frac{v'^2}{v^2} f(v') \frac{d(\vartheta',v')}{d(\vartheta,v)} = \frac{v'^2}{v^2} f(v') \frac{\partial\vartheta'}{\partial\vartheta} \frac{\partial v'}{\partial v}$$

da v' nicht von φ abhängt. Aus (5.1) und (5.2) folgt, daß

$$(5.5)\quad \frac{\partial v'}{\partial v} = \frac{v}{v'} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \vartheta'}{\partial \vartheta} = \frac{\frac{v}{v'}\cos\vartheta}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{v'}\right)^2 \sin^2\vartheta}}$$

und daher

$$(5.6)\quad \bar{f}(v,\vartheta) = f(v')\frac{\cos\vartheta}{\sqrt{1-\frac{v^2}{v'^2}\sin^2\vartheta}} =: f(v')\,g(v,\vartheta)$$

ist.
Nach Eliminieren von v' ergibt sich die Kinematikfunktion $g(v,\vartheta)$ zu

$$(5.7)\quad g(v,\vartheta) = \sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}} \Big/ \sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}\frac{1}{\cos^2\vartheta}}$$

g ist nur für Geschwindigkeiten $\geq \sqrt{2eU_B/m}$ und Winkel $\leq$ $\arccos\sqrt{2eU_B/mv^2}$ reell. Kleinere Geschwindigkeiten und größere Winkel können nicht auftreten. Der Grenzwinkel

$$(5.8)\quad \vartheta_o =: \arccos\sqrt{2eU_B/mv^2}$$

entspricht streifendem Einfall der Elektronen in die Doppelschicht, d.h. $\vartheta_o = \pi/2$. ϑ_o wird mit wachsendem v immer größer und strebt für $v \to \infty$ gegen $\pi/2$ (ein Elektron wird um so schwächer abgelenkt, je höher die Energie ist, mit der es in die Potentialschicht eintritt). In Fig. 5.1 ist g als Funktion von v mit ϑ als Parameter dargestellt. Jeweils an der Stelle $v = \sqrt{2eU_B/m\cos^2\vartheta}$ divergiert die Funktion. In dieser Divergenz drückt sich die Tatsache aus, daß die Verteilung nach der Beschleunigung gerichtet ist. Beim Übergang zum Strom verschwindet diese Divergenz; vgl. (5.3). Je kleiner v ist, um so geringer ist der Winkelbereich, für den g reell ist, d.h. um so geringer ist der Winkelbereich, in den ein Elektron der Geschwindigkeit v emittiert wird. Die Gleichungen (5.1) bis (5.7) gelten unabhängig vom Potentialverlauf d.h. auch, wenn keine eng begrenzte Schicht vorliegt, sondern der Potentialanstieg über ein größeres Gebiet verteilt ist, so lange in der Schicht keine Stöße stattfinden. Sie gelten auch in der Schicht selbst.

Stellen die beschleunigten Elektronen in dem (sonst isotropen) Plasma hinter der Schicht nur eine kleine Störung dar, so kann man, wie bereits in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, mit einer

Kugelsonde die Energieverteilung bzw. die Verteilung der Geschwindigkeitsbeträge der beschleunigten Elektronen messen. Da nach Voraussetzung f nicht vom Winkel abhängt, genügt es, zur Berechnung dieser Funktionen die Winkelintegration über die Funktion g auszuführen. Es ergibt sich

$$(5.9)\quad \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\vartheta_0} d\vartheta\, g(v,\vartheta)\sin\vartheta = -\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\cdot\sqrt{\cos^2\vartheta-\frac{2eU_B}{mv^2}}\Bigg|_0^{\vartheta_0}$$

$$= 2\pi\left(1-\frac{2eU_B}{mv^2}\right)$$

Daraus erhalten wir nach Einsetzen in Gleichung (4.5)

$$(5.10)\quad \bar{\rho}(v) = \frac{1}{2}\rho(v') = \frac{1}{2}\rho\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right)$$

und Gleichung (4.7)

$$\bar{F}(E) = \frac{1}{2}\sqrt{E'/E}\,F(E')$$

$$(5.11)\quad = \frac{1}{2}\sqrt{1-eU_B/E}\;F(E[1-eU_B/E])$$

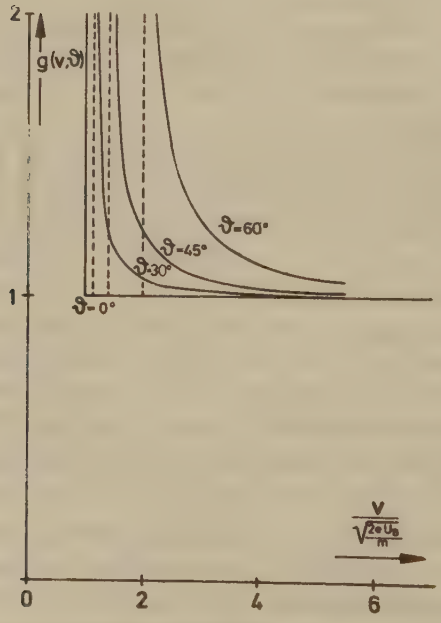


Fig. 5.1 Die Kinematikfunktion g(v,ϑ) als Funktion der (reduzierten) Geschwindigkeit

Für die zweite Ableitung des Anlaufstromes dieser Elektronen ergibt sich aus Gl. (4.3)

$$(5.12)\quad \overline{J''} = \frac{8\pi^2 e^3 a^2}{m^2} \cdot \frac{U_o - U - U_B}{U_o - U} \cdot f\left(\sqrt{\frac{2e}{m}}(U_o - U - U_B)\right) =: \frac{1}{2} G(U) J''(U)$$

(ρ, F, J'' sind die entsprechenden Größen vor der Schicht). Der Faktor $\frac{1}{2}$ rührt daher, daß nur Elektronen mit $\vartheta' \leq \pi/2$ durch die Beschleunigungsschicht kommen. Der Winkelbereich $\pi/2 < \vartheta' \leq \pi$ wird bei der Beschleunigung ausgeblendet. Die Ausdrücke für $\overline{\rho}$ und $\overline{F}$ lassen sich auch direkt ableiten, indem man den Liouville'schen Satz mit $\rho, \overline{\rho}$ oder F und $\overline{F}$ formuliert.

Die Funktion G(U) ist (zusammen mit der in Abschnitt (5.2) eingeführten Funktion $\overline{G}$) in Fig. 5.2 dargestellt. Aufgrund der Multiplikation mit G(U) ist in der zweiten Ableitung das Maximum einer schnellen Gruppe zur negativeren Sondenspannungen verschoben. Dies ist bei der Bestimmung der Beschleunigungsspannung aus einer hinter einer Schicht aufgenommenen Sondenkennlinie zu beachten. Ist f(v') eine Maxwellverteilung, d.h.

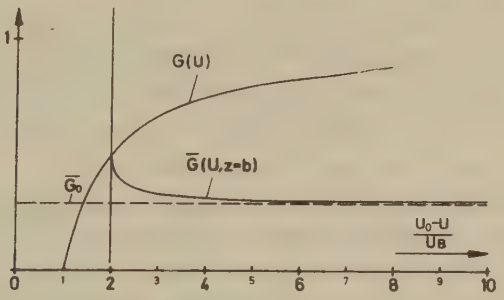


Fig. 5.2 G(U) und $\overline{G}(U,z)$ als Funktion der (reduzierten) Sondenspannung

$$f(v') \propto \exp\left(-\frac{mv'^2}{2kT}\right)$$

so ergibt sich die Lage des Maximums U_m der beschleunigten Elektronen zu

$$(5.13a)\quad U_m = U_o - \frac{1}{2}U_B - \frac{1}{2}U_B\sqrt{1 + \frac{4kT}{eU_B}}$$

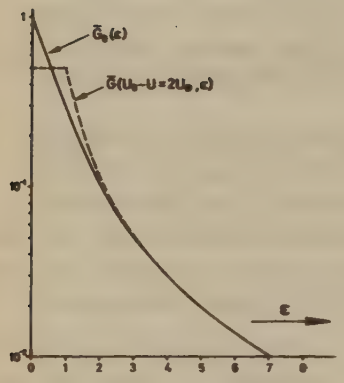


Fig. 5.3 $\bar{G}(U,z)$ und $\bar{G}_o(z)$ als Funktion des reduzierten Abstandes ε von der Blende;
$\varepsilon = z/b$ (b Blendenradius)

Ist speziell $4kT/eU_B \ll 1$, so ergibt sich

(5.13b) $$U_m \approx U_o - U_B - \frac{2kT}{e}$$

D.h. U_m ist etwa um das Zweifache des Voltäquivalents der Temperatur der Elektronen vor der Beschleunigung vom Ort des Plasmapotentials vor der Beschleunigung $U_o - U_B$ entfernt. Gl. (5.13b) ist in den gemessenen Kurven (Abschnitt 6) immer gut erfüllt.

Da die Kugelsonde nicht zwischen gerichteter und ungerichteter Verteilung unterscheidet, gilt Gleichung (5.12) (und auch (5.10) und (5.11)) auch dann noch, wenn die Elektronen (z.B. durch elastische Stöße mit den Gasatomen oder der Wand) gestreut sind und die Orientierung der Verteilungsfunktion verloren gegangen ist. Betrachtet man Elektronen, die eine Folge von Beschleunigungsschichten abwechselnd mit solchen Gebieten durchlaufen haben, in denen sie über alle Richtungen gestreut wurden, ohne Energie abzugeben, so erhält man durch mehrfaches Anwenden der obigen Betrachtung wiederum für $\bar{\rho}$, $\bar{F}$ und $\bar{J}^{III}$ die gleichen Ausdrücke wie in (5.10) bis (5.12), wobei U_B die insgesamt durchlaufende Potentialdifferenz bedeutet. Anstelle des

Faktors 1/2 hat ein Faktor δ zu treten, der die Rückstreuung der Elektronen berücksichtigt. Erleiden die Elektronen in der Beschleunigungsstrecke z.B. elastische Stöße mit den Gasatomen, so gilt daher allgemein

(5.12') $\quad \overline{J''} = \delta\, G(U)\, J''$

(entsprechend für $\overline{\rho}$ und $\overline{F}$). δ hängt i.A. von der Energie und von der freien Weglänge der Elektronen ab. Diese Abhängigkeit wird im Folgenden vernachlässigt. Die Ausdrücke (5.10) bis (5.12) bzw. (5.12') weichen von denen ab, die Medicus in [13] für die gleiche Situation abgeleitet hat. Das rührt daher, daß bei Medicus der $\partial\vartheta'/\partial\vartheta$ in (5.4) entsprechende Faktor ausgelassen ist.

5.2 Begrenzte Doppelschicht

Die in Gasentladungen auftretenden Schichten sind gekrümmt und durch den endlichen Entladungsdurchmesser begrenzt. In der vorliegenden Untersuchung interessiert besonders der Fall einer durch eine Lochblende (Zwischenelektrode) begrenzten Doppelschicht. Die Krümmung einer Doppelschicht bewirkt, daß die Verteilungsfunktion der beschleunigten Elektronen vom Ort abhängt (Fokussierungseffekt). Hinter einer Blende hängt die Verteilungsfunktion aufgrund der Aperturwirkung der Blende ebenfalls vom Ort ab. Die Berechnung der Verteilung hinter einer gekrümmten Schicht ist sehr schwierig, weil man an jedem Ort über alle Stromanteile integrieren muß, die von den verschiedenen Orten der Schicht herkommen. Dagegen ist die Berechnung des Einflusses einer Blende auf eine ebene Doppelschicht möglich. Fig. 5.4 (oben) zeigt das der Rechnung zugrunde gelegte Modell. An der Stelle $z = 0$ befinde sich die Blende mit einer kreisrunden Öffnung vom Radius b. In der Blende sitzt die Schicht. Bei den Rechnungen ist die endliche Dicke der Blende vernachlässigt. Die Verteilungsfunktion ist hinter der Blende nur auf der Achse ($r = 0$) nicht von φ abhängig. Auf allen Punkten neben der Achse erhält man neben der ϑ-Abhängigkeit auch eine Abhängigkeit von φ.

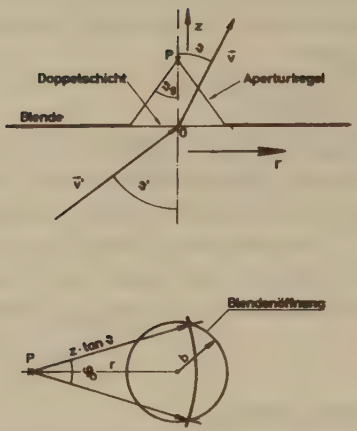


Fig. 5.4 Veranschaulichung der Grenzwinkel ϑ_g und φ_o

5.2.1 Die Verteilungsfunktion auf den Achsenpunkten

Die Bahnen sämtlicher Elektronen, die zu einem Achsenpunkt P(o,z) gelangen können, liegen innerhalb des Aperturkegels, der durch die Verbindungsgeraden zwischen P und dem Blendenrand gebildet wird, d.h. es können nur Teilchen unter einem Winkel ϑ, der kleiner als der Aperturwinkel $\vartheta_g = \arccos z/\sqrt{z^2+b^2}$ ist, nach P gelangen. Das bedeutet, daß die Verteilungsfunktion an der Stelle ϑ_g abgeschnitten wird. Dies "Abschneiden" kann man durch die Sprungfunktion $\theta(\vartheta_g - \vartheta)$ beschreiben (θ hat für positives Argument den Wert 1, für negatives Argument den Wert 0). Man erhält also aus Gl. (5.8)

$$(5.15)\quad \overline{f}(v,\vartheta,z,0) = f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) \frac{\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}}{\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}\frac{1}{\cos^2\vartheta}}}\,\theta(\vartheta_g-\vartheta)$$

Aufgrund der Kinematik hat man bereits bei der Funktion $\overline{f}(v,\vartheta)$ aus (5.6) eine Begrenzung des Winkelbereichs. Der kinematische Grenzwinkel ϑ_o tritt in Konkurrenz mit der Aperturbegrenzung. Für die Geschwindigkeit v_g sei $\vartheta_o = \vartheta_g$. v_g läßt sich aus der Beziehung

$$\frac{z}{\sqrt{z^2 + b^2}} = \sqrt{\frac{2eU_B}{mv^2}}$$

bestimmen zu

$$v_g = \sqrt{\frac{2eU_B}{m} \frac{z^2 + b^2}{z^2}}$$

Bei der Ausführung der Winkelintegration gemäß Gl. (5.10) ist daher zu unterscheiden, ob man die Verteilungsfunktion für eine Geschwindigkeit, die größer oder kleiner als v_g ist, untersucht. Ist $v \leq v_g$, so wird der Winkelbereich durch ϑ_o begrenzt. Dann ändert sich an der bisherigen Betrachtung nichts. Ist $v \geq v_g$, so ist der Aperturwinkel als Grenze zu nehmen. Man erhält in Gl. (5.12) anstelle der Funktion G(U) die Funktion $\overline{G}(U,z)$.

$$(5.16)\quad \overline{G}(U,z) = \left(\sqrt{\frac{U_o - U - U_B}{U_o - U}} - \sqrt{\frac{z^2}{z^2+b^2} - \frac{U_B}{U_o - U}}\right) \sqrt{\frac{U_o - U - U_B}{U_o - U}}$$

Die Aperturblende bewirkt für Geschwindigkeiten größer als v_g ein Defizit an schnellen Elektronen. v_g hängt von dem Abstand von der Blende ab.

5.2.2 Verteilungsfunktion für beliebige Punkte

Wir betrachten einen Punkt hinter der Blende mit den Koordinaten r und z. Die möglichen φ sind durch die Bedingung $\varphi \leq \varphi_o$ (vgl. Fig. 5.4) eingeschränkt. Die Verteilungsfunktion ist nur für solche φ erklärt, für die gilt

$$(5.17)\qquad \cos\frac{\varphi}{2} \leq |s(z\tan\vartheta, r)|,$$

wobei $s(z\tan\vartheta, r) = \dfrac{z^2\tan^2\vartheta + r^2 - b^2}{2rz\tan\vartheta}$ ist.

Der Verlauf von s ist in Fig. 5.5 für verschiedene Fälle in Abhängigkeit von $z\tan\vartheta$ dargestellt. Die Bedingung (5.17) ist nur im Bereich $|s| \leq 1$ zu erfüllen. Geht s gegen +1, so strebt φ_o gegen Null. Die Stelle $s = +1$ liefert daher auch eine Begrenzung der möglichen . Strebt s gegen -1, so geht φ_o gegen 2π. Für $s \leq -1$ sind daher stets sämtliche φ möglich. Dieser Fall tritt nur ein, wenn $r < b$ ist (an der Stelle r=b tritt ein

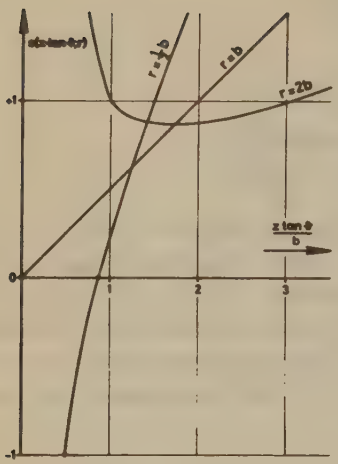


Fig.5.5 Die Funktion $s(z\tan\vartheta, r)$ als Funktion von $z\tan\vartheta$ für verschiedene r. Solange $|s| \leq 1$ ist, gilt, $\cos\varphi_o/2 = s$.

Sprung in den möglichen Winkelbereichen auf).
Aus der Bedingung $s = 1$ läßt sich der Grenzwinkel ϑ_g ableiten:

$$\vartheta_{g1} = \arctan\frac{r+b}{z}$$

(5.18)
$$\vartheta_{g2} = \arctan\frac{r-b}{z}$$

Man erhält somit für die Verteilungsfunktion

1.) für $r \geq b$

(5.19) $$\bar{f}(v,\vartheta,\varphi,z,r) = f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right)\cdot g(v,\vartheta)\cdot\theta(\vartheta_{g1}-\vartheta)\,\theta(\vartheta-\vartheta_{g2})\,\theta(\varphi_o-\varphi)$$

2.) für $r < b$ ist

(5.20) $$\bar{f}(v,\vartheta,\varphi,r,z) = \begin{cases} f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right)g(v,\vartheta)\,\theta(\vartheta_{g1}-\vartheta)\,\theta(\varphi_o-\varphi) \\ \qquad \text{für } \pi/2 \geq \vartheta \geq \arctan\frac{b-r}{z} \\ f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right)g(v,\vartheta)\,\theta(\vartheta_{g1}-\vartheta) \\ \qquad \text{für } 0 \leq \vartheta \leq \arctan\frac{b-r}{z} \end{cases}$$

Für r=0 (Achsenpunkte) geht (5.20) in (5.15) über, weil der

Existenzbereich des oberen Ausdruckes verschwindet. An der Stelle r=b gehen die Ausdrücke (5.19) und (5.20) nicht stetig ineinander über. Man kann nun aus (5.19) und (5.20) die Energi verteilung und die Verteilung der Geschwindigkeitsbeträge berechnen. Bei der Berechnung des Sondenstroms und seiner Ableitungen muß man berücksichtigen, daß die Sonde über ein endliches Volumen mittelt. Diese Mittelung soll in der Rechnung vernachlässigt werden, d.h. wir rechnen für den Fall $a/b \ll 1$. Für $r \geq b$ ergibt sich

$$J''(U) = \frac{4\pi e^3 a^2}{m^2} \int_{\vartheta_{g2}}^{\vartheta_{g1}} d\vartheta \int_0^{\arccos(s[z\tan\vartheta, r])} d\varphi \; f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) g(v,\vartheta) \sin\vartheta$$

Die φ Integration läßt sich ausführen und man erhält

$$(5.21)\quad J''(U) = \frac{4\pi e^3 a^2}{m^2} \int_{\vartheta_{g2}}^{\vartheta_{g1}} d\vartheta \arccos\frac{z^2\tan^2\vartheta + r^2 - b^2}{2rz\tan\vartheta} \cdot \cdot f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) g(v,\vartheta) \sin\vartheta$$

Entsprechend erhält man für $r < b$

$$(5.22)\quad J''(U) = \frac{4\pi e^3 a^2}{m^2} \left\{ 2\pi \int_0^{\vartheta_{g2}} f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) g(v,\vartheta)\sin\vartheta\, d\vartheta + \right.$$

$$\left. + \int_{\vartheta_{g2}}^{\vartheta_{g1}} d\vartheta \arccos\frac{z^2\tan^2\vartheta + r^2 - b^2}{2rz\tan\vartheta} f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) g(v,\vartheta)\sin\vartheta \right.$$

Aus (5.22) erhält man für Achsenpunkte

$$(5.23)\quad J''(U) = \begin{cases} \frac{8\pi e^3 a^2}{m^2} \cdot \bar{G}(U,z)\, f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) \\ \text{für } U_o - U \leq U_B \frac{z^2+b^2}{z^2} \\ \frac{8\pi e^3 a^2}{m^2} G(U)\, f\left(v\sqrt{1-\frac{2eU_B}{mv^2}}\right) \quad \text{sonst.} \end{cases}$$

D.h. für $U_o - U \leq U_B \frac{z^2+b^2}{z^2}$ ist die Funktion G(U) durch die Funkti

$\overline{G}(U,z)$ zu ersetzen, wie in Fig. 5.2 und Fig. 5.3 dargestellt. $\overline{G}(U,z)$ geht sehr rasch gegen den Grenzwert $\overline{G}_o(z)$.

$$\overline{G}_o(z) = 1 - \sqrt{\frac{z^2}{z^2 + b^2}}$$

$\overline{G}_o(z)$ geht für große z gegen b^2/z^2, wie man durch Entwickeln an der Stelle $b/z = 0$ sehen kann.

Die Betrachtungen von Abschnitt 5.1 und 5.2 gelten auch, wenn die Elektronen bereits vor der Beschleunigung eine anisotrope Verteilungsfunktion besitzen. Die Winkelabhängigkeit von f ist dann gemäß Gl. (5.2) zu transformieren. Die z- und r-Abhängigkeit hinter einer Blende ist i.A. in diesem Fall größer, als die durch $\overline{G}(U,z)$ beschriebene.

5.3 Der Einfluß der endlichen Sondengröße und der Schichtkrümmung

Den Einfluß der endlichen Sondengröße kann man abschätzen, indem man den Strom der schnellen Elektronen in Parallelbündel zerlegt, die unter verschiedenen Winkeln aus der Blende kommen. Die bisherige Näherung bedeutet, daß die Sonde den vollen, der Stromdichte im Bündel entsprechenden, Strom zieht, solange sich der Sondenmittelpunkt innerhalb des Bündels befindet und daß der Strom von Elektronen aus dem betreffenden Bündel auf Null "springt", sobald der Sondenmittelpunkt das Bündel verläßt. In Wirklichkeit kann die Sonde teilweise in das Bündel eintauchen, so daß der Strom kontinuierlich auf Null absinkt. Das bedeutet, daß die wirksame Sondenfläche über einen bestimmten Winkelbereich $\Delta\vartheta$ vom Winkel der aufgesammelten Elektronen abhängt. Dieser Winkelbereich ergibt sich zu

$$\Delta\vartheta \approx \sqrt{2}\,\frac{5}{\sqrt{z^2+b^2}}$$

Bei einem Blendenradius von 5 mm und einem Sondenradius von 0,25 mm erhält man hieraus im ungünstigsten Fall ($z=0$) $\Delta\vartheta \approx 4^\circ$. Auf Grund dieses Effektes ist zu erwarten, daß der Übergang zwischen G(U) und $\overline{G}(U,z)$ verwaschen wird und in den Kennlinien nicht so ausgebildet ist, wie Fig. 5.2 erwarten läßt.

Auf Grund der Schichtkrümmung erwartet man, daß hinter der Schicht zunächst ein Gebiet mit erhöhter Dichte der beschleunig-

ten Elektronen auftritt, das um so schärfer ausgeprägt ist, je geringer die Energie der Elektronen ist. Hinter diesem Fokusgebiet divergiert der Strahl der schnellen Elektronen stärker als bei ebener Schicht. (Dies gilt,wenn die Schicht g e g e n die Feldrichtung vorgewölbt ist, wie in Fig. 3.5. Bei der Kathode einer Entladung hat man oft eine Vorwölbung i n Feldrichtung, bei der kein Fokusgebiet auftritt.)

6 MESSERGEBNISSE

6.1 Die Verteilungsfunktion vor der Blende

Messungen wurden in Entladungen in Xenon und in Helium ausgeführt. Unabhängig von der Gasart wird die Verteilungsfunktion vor der Blende im wesentlichen durch zwei Gebiete bestimmt.

1. Die Kathodenregion, in der eine Hilfsentladung brennt,

2. Die unmittelbare Umgebung der Blende, in der hohe Feldstärken vorliegen, und daher stark ionisiert wird.

Im einfachsten Fall besteht daher die Verteilungsfunktion aus zwei verschiedenen Gruppen.

1. Elektronen, die aus der Kathodenregion stammen. Sie haben eine hohe kinetische Energie, da das Potential der Kathodenregion wesentlich niedriger liegt als das Potential in der Umgebung der Blende. In radialer Richtung bilden sie eine barometrische Höhenverteilung. Das läßt darauf schließen, daß sie nicht mehr gerichtet sind.

2. Elektronen, die unmittelbar vor der Blende entstanden sind. Diese haben (in etwa) eine Maxwellverteilung. Sie diffundieren gegen das Längsfeld und bilden in achsialer und radialer Richtung eine barometriache Höhenverteilung.

Hinzu kommen je nach Entladungsbedingungen

3. Elektronen, die in der Beschleunigungsstrecke entstanden sind, bzw. während der Beschleunigung durch Stöße Energie verloren haben. Diese Elektronen füllen in der Verteilungsfunktio: die Lücke zwischen den Gruppen 1 und 2 aus.

4. Elektronen, die durch Ionen, Metastabile oder Photonen an der Blende ausgelöst worden sind. Diese Elektronen bilden eine Gruppe, deren Energie dem Potential der Blende entspricht. Ihre Dichte nimmt bei Annäherung an die Blende zu. Diese Elektronen wurden nur in Entladungen in Helium beobachtet.

5. Schließlich spielen in Helium für die Messung (nicht für die Verteilungsfunktion) solche Elektronen eine gewisse Rolle, die an der Sondenisolation durch die gleichen Prozesse, wie die Elektronen der Gruppe 4 ausgelöst werden.

Die Gruppen 1 und 2 bilden in der Verteilungsfunktion deutlich ausgeprägte Maxima und eignen sich deshalb besonders gut zur Untersuchung des Verhaltens von schnellen Elektronen hinter der Blende, weil sich die Maxima gut verfolgen und identifizieren lassen (auch ist nicht zu erwarten, daß diese Maxima durch irgendeine Wechselwirkung aufgefüllt werden, d.h. die Maxima in der Verteilungsfunktion repräsentieren immer Elektronen, die aus den Gebieten vor der Blende stammen).

6.1.1 Verteilungsfunktionen in Xenon

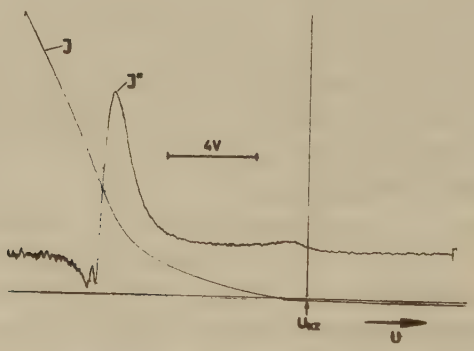


Fig. 6.1 Sondenkennlinie J und zweite Ableitung J" in Xenon. Das linke Maximum repräsentiert Gruppe 2, das rechte Gruppe 1. Der senkrechte Strich (U_{KZ}) bezeichnet das Potential der Hilfsanode.

In Fig. 6.1 ist eine Verteilungsfunktion wiedergegeben, die in Xenon von 40 mTorr 20 mm vor der Blende auf der Entladungsachse

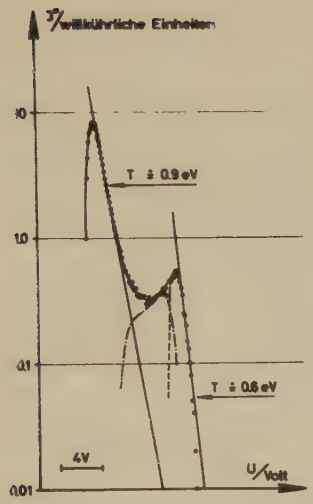


Fig. 6.2 Logarithmische Auftragung der J"-Kurve aus Fig. 6.1. Die gestrichelte Linie soll Gruppe 1 abgrenzen, die strichpunktierte Gruppe 3 darstellen.

gemessen wurde. Fig. 6.2 zeigt die logarithmische Auftragung dieser Meßkurve. Bei dem hohen Strom in der Hilfsentladung sind die Gruppen 1 und 2 besonders gut ausgeprägt. Die logarithmische Auftragung zeigt, wie die Zerlegung in die Gruppen 1, 2 und 3 gedacht ist. Gruppe 1 zeigt nach hohen Energien hin einen annähernd exponentiellen Abfall. Um zu entscheiden, ob sich in diesem Abfall die Temperatur der Elektronen im Kathodenplasma ausdrückt, oder ob der Abfall durch Verlustprozesse bestimmt ist (die Elektronen, die auf der Wand vernichtet werden stammen ausschließlich aus Gruppe 1, weil das Wandpotential negativer als das Sondenpotential ist, bei dem das Maximum der schnellen Elektronen in der J"-Kurve erscheint), kann man versuchsweise die Theorie der beschleunigten Maxwellverteilung auf diese Elektronengruppe anwenden. Die Funktion J"/G(U) sollte für die betrachtete Elektronengruppe eine Exponentialfunktion ergeben. Fig. 6.3 zeigt, daß das nicht der Fall ist. Man kann im wesentlichen zwei mögliche Ursachen für diesen Befund nennen.

1. Im Kathodenplasma liegt eine Maxwellverteilung mit einem Mangel an langsamen Elektronen vor (dies ist sehr unwahrscheinlich)
2. Die Verteilungsfunktion der schnellen Elektronen wird durch

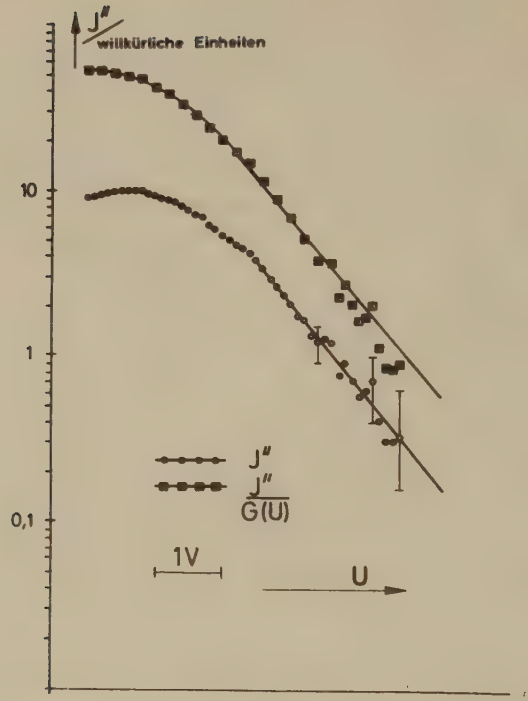


Fig. 6.3 Vergleich von log J" und log J"/G(U) für Gruppe 1

Stöße mit den Gasatomen (bei elastischen Stößen über die Energieabhängigkeit des Streuwinkels, vgl. Gl.(5.12')), Wandverluste und Elektron-Elektron-Wechselwirkung verändert. Eine genauere Analyse der beteiligten Vorgänge würde sehr genaue Messungen im gesamten Gebiet zwischen Kathode und Blende erfordern. In Fig. 6.4. und 6.5 ist eine J"-Kurve wiedergegeben, die bei gleichem Anodenstrom, wie die Kurve in Fig. 6.1 und 6.2, aber ohne Hilfsentladung gemessen wurde. Der als Hilfsanode dienende Kathodenzylinder war mit der Kathode verbunden. Man sieht, daß die Gruppen 1 und 3 viel schwächer ausgeprägt sind. Sie verschwinden jedoch nicht völlig. Die Gruppe der langsamen Elektronen ist breiter, im Nulldurchgang ist die J"-Kurve flacher, als in Fig. 6.1. Man kann diese Form der Gruppe 2 als Überlagerung zweier Elektronengruppen deuten,

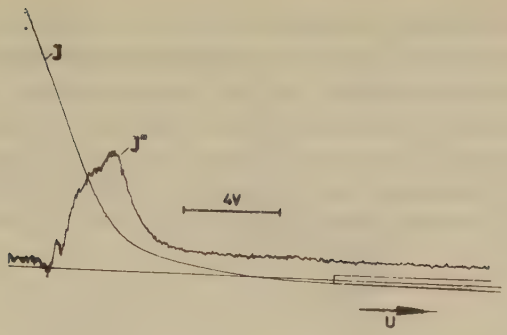


Fig. 6.4 Messung von J und J" an der gleichen Stelle wie Fig. 6.1, jedoch ohne Hilfsentladung

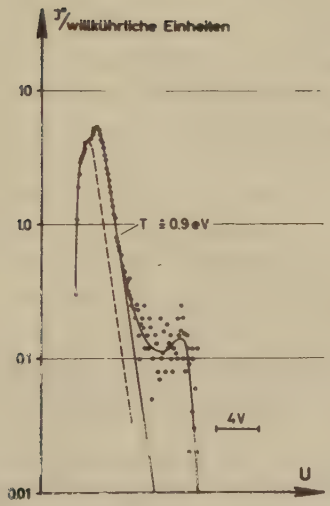


Fig. 6.5 Logarithmische Darstellung der J"-Kurve aus Fig. 6.4. Die gestrichelte Linie soll die Zerlegung der langsamen Elektronen in verschiedene Gruppen andeuten.

deren eine geringfügig beschleunigt ist, wie in Fig. 6.5 angedeutet. D.h. bei geringer Dichte des Kathodenplasmas bilden sich zwischen Blende und Kathode weitere Ionisationsgebiete aus, die den Stromtransport gewährleisten. Die Verhältnisse entsprechen denen in einer geschichteten Entladung [10],[1]). Zwischen der Verteilungsfunktion in Fig. 6.1 und derjenigen in Fig. 6.4 erhält man bei Änderung des Stromes in der Hilfsent-

ladung einen kontinuierlichen Übergang. In Fig. 6.6 wurde J''_m der Wert von J" an der Stelle U_m, d.h. im Maximum der Gruppe 1, der aus Kennlinien entnommen wurde, die bei verschiedenen Strömen in der Hilfsentladung aufgenommen worden waren, als Funktion des Kathodenstromes J_k (d.h. der Summe aus Entladungs- und Hilfsentladungsstrom) aufgetragen. Man erhält im Rahmen der Meßgenauigkeit einen linearen Zusammenhang zwischen J''_m und J_k.

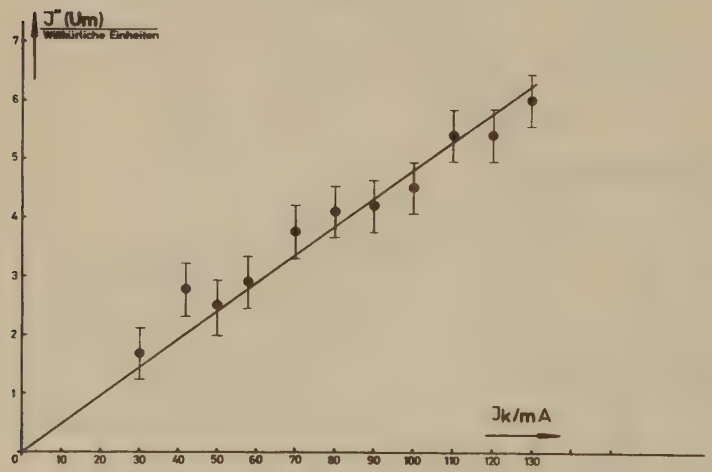


Fig. 6.6 J''_m, der Wert von J" im Maximum der Gruppe 1, als Funktion des Kathodenstromes (Anodenstrom 30 mA, Xenondruck 40 mTorr).

Bei höheren Strömen in der Hilfsentladung brennt die Entladung erheblich ruhiger als bei niedrigen. Bei den Messungen wurde in der Regel der Strom in der Hilfsentladung so eingestellt, daß 1. die Entladung möglichst schwinungsarm und 2. das Maximum der schnellen Elektronen möglichst scharf ausgeprägt war. Das kleine Nebenmaximum in der Nähe des Nulldurchgangs in Fig.6.1 und 6.3 kommt vermutlich durch eine Elektronenemission der Sonde zustande (vgl. Fig. 4.3). Der Ionenstrom der Sonde wird - im Vergleich zum Elektronenstrom - stets zu groß gemessen. Bei Entladungen in Helium verstärkt sich dieser Effekt erheblich.

6.1.2 Verteilungsfunktionen in Helium

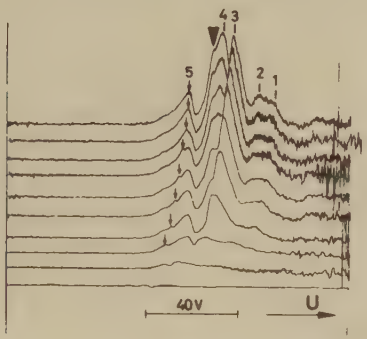


Fig.6.7 Kennlinienschar gemessen in Helium von 60 mTorr. Dichte der langsamen Elektronen auf der Achse $4 \cdot 10^8$ cm^{-3}, Dichte der schnellen Elektronen $1{,}2 \cdot 10^8$ cm^{-3}. Das Dreieck markiert das Blendenpotential.

Fig. 6.7 zeigt eine Schar von J"-Kurven, die in einer Heliumentladung bei 57 mTorr und etwa $4 \cdot 10^8$ cm^{-3} Elektronendichte ca. 25 mm vor der Blende aufgenommen wurden. Die oberste Kurve wurde ca. 1 mm vor der Achse gemessen (vgl. Fig. 2.1), bei den folgenden wurde die Sonde jeweils um 2,5 mm von der Achse fortbewegt. Um die Figur übersichtlich zu machen, wurden die Nullpunkte für die verschiedenen Kurven gegeneinander verschoben. Betrachtet man zunächst nur die oberste Kurve, so ist die Interpretation der verschiedenen Maxima in der Kurve schwierig, zumal die J"-Kurve nicht negativ wird und man keinen Hinweis auf die Lage des Plasmapotentials hat. Man kann die J"-Kurve entschlüsseln, wenn man für die ungestörte Kennlinie folgendes annimmt:
1. Das Plasmapotential liegt wegen der niedrigen Plasmadichte in der Nähe des Maximums der J"-Kurve.
2. Die Elektronen bilden in radialer Richtung eine barometrische Höhenverteilung, d.h. die Verteilung wird in dem Maße, in dem das Plasmapotential negativer wird, bei niedrigen Energien "abgeschnitten" und bleibt bei höheren Energien (bei negativeren Sondenspannungen) unverändert, wie in Fig. 4.2 demonstriert wurde. Man sieht, daß das mit 4 bezeichnete Maximum mit wachsendem Abstand von der Achse nach links wandert und dabei kleiner wird, links von diesem Maximum bleibt die J"-Kurve unverändert, während die Maxima 3,2,1 in etwa in konstantem Abstand von 4

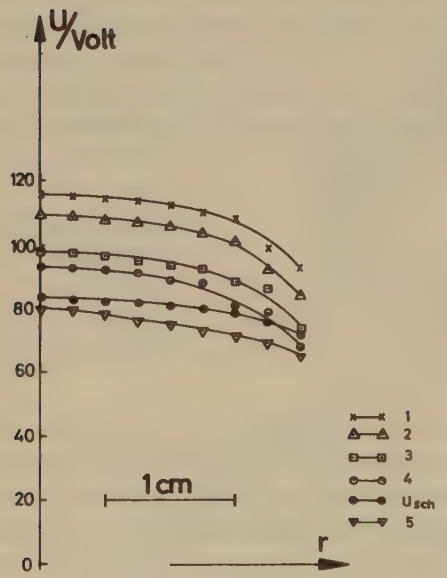


Fig. 6.8 Das Potential der mit Ziffern bezeichneten Maxima in Fig. 6.6 und das Schwebepotential U_{Sch} der Sonde als Funktion von r.

bleiben. Wir schließen daraus, daß die J"-Kurve links vom Maximum 4 der Verteilungsfunktion entspricht. Das Plasmapotential liegt zwischen den Maxima 3 und 4. Für diese Deutung spricht weiterhin, daß das Minimum zwischen 3 und 4 bei Annäherung an die Blende immer tiefer wird, so daß J" hier schließlich negativ wird. Gleichzeitig steigt die Plasmadichte. Zwischen den Maxima 3 und 2 verläuft die J"-Kurve so,wie wir es für die zweite Ableitung des Elektronenemissionsstromes erwarten (vgl. Fig. 4.3). In der linken Flanke von 4 ist ein weiteres Maximum angedeutet. Die Marke über diesem Maximum bezeichnet das Potential der Blende. Dieses Maximum wird immer größer und ausgeprägter, je näher die Sonde an die Blende gefahren wird. Verändert man das Blendenpotential, so ändert sich entsprechend die Lage dieses Maximums (vgl. Fig. 6.9; hier ist der Abstand dieses Maximums vom Hauptmaximum wesentlich größer (12 Volt) als in

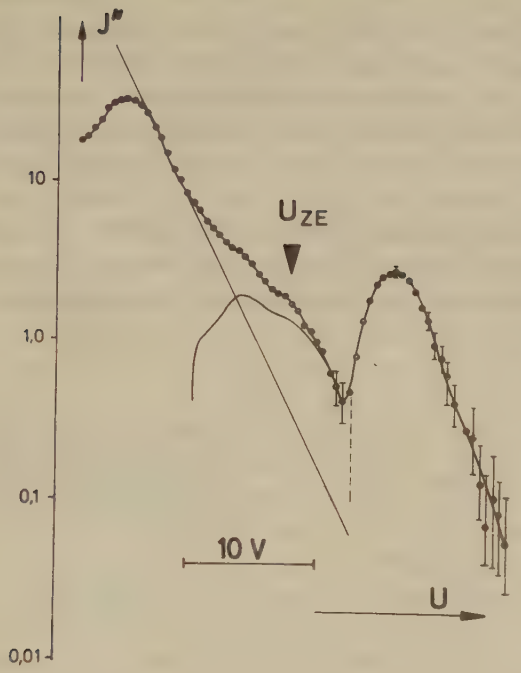


Fig.6.9 Logarithmische Darstellung der J"-Kurve aus Fig. 4.4.Der Kurvenzug unter der Meßkurve gibt die Abweichung zwischen J" und der aus dem Maximum der langsamen Elektronen extrapolierten Maxwellverteilung an. Bei Annäherung an die Blende wächst aus dem zweiten Höcker dieser Kurve ein Maximum, dessen Energie dem Blendenpotential U_{ZE} entspricht (markiert durch den Pfeil).

Fig. 6.7 (5 Volt)). Es muß sich also um Elektronen handeln, die an der Blende durch Photonen, Metastabile, Ionen oder als Sekundärlektronen ausgelöst werden. In Fig. 6.8 sind die Potentiale der Maxima 1-4 und des kleinen Maximums 5, das in Fig. 6.7 mit einem Pfeil gekennzeichnet ist, außerdem U_{Sch} das Schwebepotential (floating potential) der Sonde als Funktion von r aufgetragen. Man sieht, daß die Kurven 1 - 4 parallel laufen. Die Kurve von 5 hat einen davon deutlich verschiedenen Verlauf, der dem der U_{Sch}-Kurve ähnelt.

Wir schließen daraus, daß sich in dem Maximum 5 die Elektronen widerspiegeln, die durch Ionen, Metastabile und Photonen an der Sondenisolation ausgelöst wurden. Das Potential der Sonden isolation muß negativer sein, als das Schwebepotential der Sonde, weil die Elektronenausbeute der Isolation (Quarzröhrchen mit aufgestäubten Fremdschichten) niedriger sein dürfte, als die Elektronenausbeute der Sonde (Platin). Das Maximum der

schnellen Elektronen ist in Fig. 6.7 gegen die langsamen Elektronen stärker abgesetzt, d.h. die Gruppe der gestreuten bzw. in der Beschleunigungsstrecke entstandenen Elektronen ist schwächer bevölkert, als bei der entsprechenden Messung in Xenon. Bei höheren Heliumdrucken erhält man Verteilungsfunktionen, die qualitativ denen in Xenon ähnlich sind (die Elektronentemperaturen in Helium sind wesentlich höher). Fig. 6.10 zeigt eine J"-Kurve, die in Helium von 0,2 Torr gefunden wurde. Bei diesem Druck ließen sich keine Elektronengruppen nachweisen, die durch Emission an der Blende oder der Sondenionisation entstanden sein könnten.

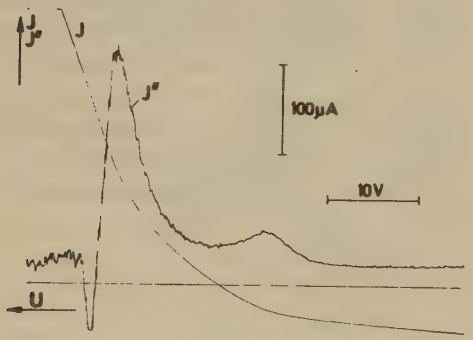


Fig. 6.10 Sondenkurve in einer Entladung in Helium von 0,2 Torr.

6.2 Die Verteilungsfunktion hinter der Blende

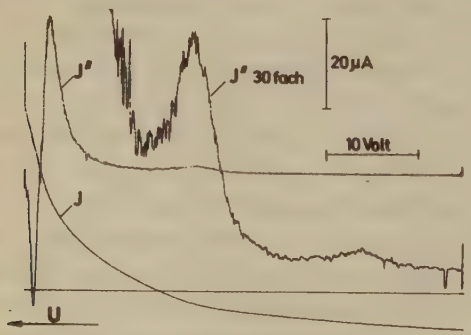


Fig. 6.11 Sondenkurve bei der gleichen Messung, wie Fig.6.10, jedoch hinter der Blende aufgenommen.

Fig. 6.11 zeigt eine Verteilungsfunktion, die bei der gleichen Messung, wie Fig. 6.10, jedoch 6 mm hinter der Blende aufge-

nommen wurde. Man erkennt in der mit hoher Verstärkung aufgenommenen Kurve (J" 30fach) deutlich die Struktur der Verteilung vor der Beschleunigung wieder (vgl. Fig. 6.10). Sieht man von diesen ganz hochenergetischen Elektronen ab, so ist die Struktur der Verteilungsfunktion sehr ähnlich derjenigen vor der Blende (Fig.6.10).

6.3 Die räumliche Variation der Verteilungsfunktion

Die räumliche Variation der Verteilungsfunktion, d.h. auch der J"-Kurven, gibt Aufschluß darüber, ob die Elektronen gerichtet sind oder nicht, und über die Wechselwirkungen, denen die Elektronen ausgesetzt sind. Will man die Wechselwirkungen studieren, so muß man im allgemeinen den Verlauf von J" als Funktion des Ortes und der Energie untersuchen, weil in der die Wechselwirkung beschreibenden kinetischen Gleichung (Boltzmann-Gleichung) Orts- und Geschwindigkeitsableitungen mit den Stoßtermen verknüpft sind. Für eine solche Untersuchung dürfte die gegenwärtig erreichte Genauigkeit der J"-Messung noch nicht ausreichen. In der vorliegenden Untersuchung wurde daher nur die örtliche Variation von J" im Maximum der schnellen Gruppe (vgl. Fig.6.7, 6.9, 6.10, 6.11) d.h. J''_m verfolgt. Das hat den Vorteil, daß man unabhängig von Nullpunktschwankungen bei der Spannungsmessung die z.B. durch Veränderung des Plasmapotentials oder der Austrittsarbeit der Sonde verursacht werden können, immer die gleiche Elektronengruppe betrachtet.

6.3.1 Die radiale Variation von J''_m

Die Figuren 6.12 bis 6.14 zeigen typische Beispiele für die gemessenen $J''_m(r,z_i)$-Kurven. (Der Index i an z soll andeuten, daß z in den Figuren 6.12 bis 6.14 als Parameter auftritt.) Zwischen die Kurven, die auf der Kathodenseite und diejenigen, die auf der Anodenseite der Blende gemessen wurden, ist zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts die Blende eingezeichnet. Aus dem Durchmesser der Blendenöffnung von 10 mm ist die Kalibrierung der r-Achse zu ersehen. Die an den Seiten eingezeichneten senkrechten Striche geben die Lage der Gefäßwand an. (Der äußerste Meßpunkt wurde in dem Schlitz gemessen, durch den die Sonde in die Entladung eingeführt wird, vgl. Fig. 2.1). Gemessen

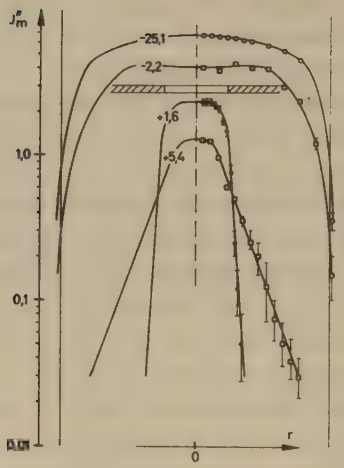


Fig. 6.12 J''_m als Funktion von r, absorbierende Blende, Kurvenparameter ist der Abstand von der Mittelebene der Blende in mm. Negative Zahlen bezeichnen Meßkurven vor der Blende (Kathodenseite), positive Zahlen solche hinter der Blende. Heliumdruck 60 mTorr, Energie der Elektronen vor der Beschleunigung E_1, 17 eV, nach der Beschleunigung E_2 37 eV; Anodenstrom J_A 33 mA, Anodenspannung U_A 148 V, Hilfsentladungsstrom J_{KZ} 80 mA, Hilfsanodenspannung U_{KZ} 81 V; Dichte der schnellen Elektronen (auf der Achse) vor der Blende n_1 $7 \cdot 10^8$ cm^{-3}, Dichte der langsamen Elektronen vor der Blende n_2 $1{,}4 \cdot 10^9$ cm^{-3}.

wurde nur auf einer Seite der Achse, die erhaltenen Kurven sind an der Achse gespiegelt.

Fig. 6.12 und 6.13 wurden in Helium bei gleichem Druck (gleiche Gasfüllung) gemessen. Bei der Messung zu Fig. 6.12 war die Blende über einen Widerstand von 6 kΩ mit der Anode verbunden, Infolgedessen lag das Potential der Blende zwischen dem Plasmapotential U_o und U_m dem Potential, gegen das die Elektronen der untersuchten Elektronengruppe gerade anlaufen können, d.h. diese Elektronen können auf die Blende gelangen und werden dort

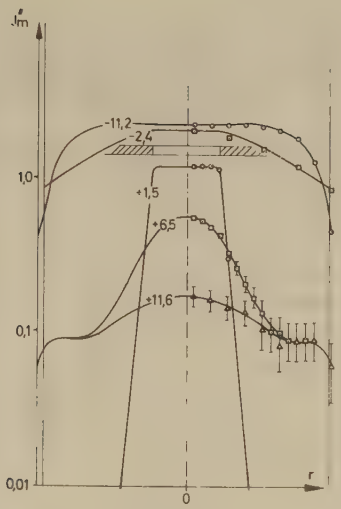


Fig.6.13 $J''_m(r)$ bei reflektierender Blende, gleiche Gasfüllung, wie bei der Messung zu Fig. 6.12. J_A 41 mA, U_A 295 V J_{KZ} 40 mA, U_{KZ} 121 V; E_1 19 eV, E_2 32,4 eV.

absorbiert. In Fig. 6.13 war die Blende freischwebend und daher etwas negativer als U_m. Infolgedessen wurden die untersuchten Elektronen an der Blende elastisch reflektiert. In beiden Fällen bildeten die Elektronen vor der Blende in r-Richtung eine barometrische Höhenverteilung; in Fig. 6.13 gleichfalls eine bei Annäherung an die Blende, während in Fig. 6.12 das Feld der Blende nicht ausreicht, um die Elektronen zu reflektieren (da J''_m nur in relativen Einheiten aufgetragen ist, kommt nicht zum Ausdruck, daß die Dichte der schnellen Elektronen im Falle der Fig. 6.13 im Vergleich zu der der langsamen höher ist, als im Fall der Fig. 6.12). Hinter der Blende hat man in beiden Fällen einen deutlich ausgebildeten Strahl schneller Elektronen. Bei reflektierender Blende (Fig. 6.13) entspricht die Kontur des Strahls direkt hinter der Blende sehr genau der Blendenöffnung. J''_m ist über die Öffnung der Blende konstant und sinkt am Rand sehr rasch auf Null ab. Bei absorbierender Blende (Fig. 6.12) hat man schon zum Rand der Blendenöffnung hin eine

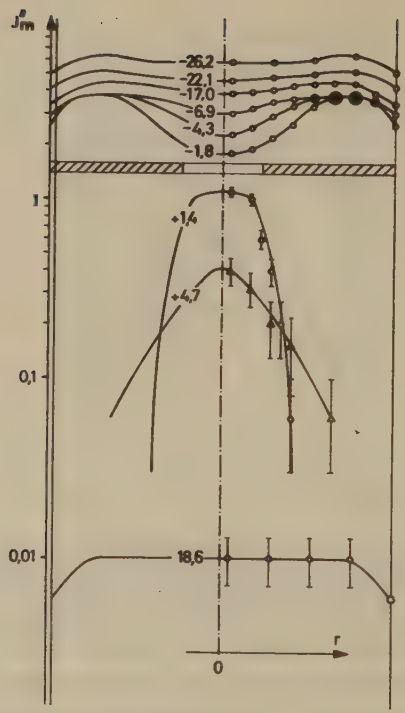


Fig. 6.14 Messung von $J''_m(r)$ in Xenon von 30 mTorr; E_1 8 eV, E_2 15 eV; J_A 18 mA, U_A 32,5 V, J_{KZ} 35 mA, U_{KZ} 10,5 V, n_2 $5 \cdot 10^9$ cm^{-3}.

merkliche Abnahme von J''_m, die man durch die endliche Dicke der Blende erklären kann. Die Blende wirkt kollimierend. Mit wachsendem Abstand von der Blende wird der Strahl der Elektronen immer breiter. Gleichzeitig werden dem Strahl Elektronen überlagert, die die gleiche Energie, wie die Strahlelektronen haben, deren Dichte aber über dem Entladungsquerschnitt konstant ist. Dies entspricht einer barometrischen Höhenverteilung d.h. es handelt sich um Elektronen, die elastische Stöße gemacht haben.

Fig.6.14 zeigt eine Messung in einer Entladung in Xenon bei vergleichbarem Druck, bei "reflektierender Blende". Die Elektronendichte vor der Blende ist höher und die auftretenden

Energien sind niedriger als bei der Heliummessung. Infolgedessen ist das Blendenfeld stärker abgeschirmt, als im Fall von Helium. Man merkt bei einem Abstand von 1,8 mm von der Blende noch nichts von der barometrischen Höhenverteilung der Elektronen im Blendenfeld. Zur Achse hin hat man eine deutliche Abnahme von J_m'', während zum Rand hin J_m'' mit Annäherung an die Blende konstant bleibt. Als Ursache für die Abnahme zur Achse hin kommt einerseits die Dichteabnahme infolge Beschleunigung der Elektronen in Frage (beschrieben durch die Funktion G(U)), andererseits das Fehlen der reflektierten Elektronen vor der Blendenöffnung. Beide Effekte können den gemessenen Verlauf jedoch nicht vollständig erklären. Hinter der Blende hat man ebenfalls einen Strahl schneller Elektronen, jedoch ist dessen Kontur direkt hinter der Blende verwaschener als bei der Messung in Helium. Das kommt daher, daß die Wirkungsquerschnitte für Stöße mit den Gasatomen in Xenon etwa um den Faktor 10 größer sind als in Helium. D.h. der Verlauf von $J_m''(r,z_i)$ entspricht etwa demjenigen, den man bei einer Messung in Helium bei etwa 10 mal höherem Druck erhielte. In Abschnitt 6.1 war dasselbe in den Fig.6.1 und 6.10 bereits für die Energieabhängigkeit der Verteilungsfunktion demonstriert worden.

6.3.2 Die achsiale Variation von J_m''

In den Figuren 6.15 bis 6.21 sind Messungen des achsialen Verlaufs von J_m'' wiedergegeben. Die Messungen wurden jeweils 1 mm neben der Entladungsachse (das ist der achsennaheste Punkt, der mit der Sonde erreicht werden konnte) durchgeführt (vgl. Fig.2.1). Außer J_m'' wurde (in linearem Maßstab) der gemessene Verlauf des Plasmapotentials und der daraus berechnete Verlauf von G(U) (vgl. Abschnitt 5.1) sowie der Verlauf von $\overline{G}(U,z)$ bzw. $\overline{G}_o(z)$ eingezeichnet. Solange das Wandpotential negativer als U_m ist, kann man erwarten, daß J_m'' vor der Blende in z-Richtung mit wachsendem Plasmapotential U_o gemäß der Funktion $G(U_o)$ abnimmt. Allerdings wurde diese Funktion unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Elektronen in Richtung wachsenden Potentials ungehindert strömen. Vor der Blende bildet sich ein "Elektronenstau" aus und ein Teil der Elektronen wird reflektiert und kehrt seine Richtung um. Außerdem können die Elektronen in Blendennähe durch die Felder im Plasma auf die

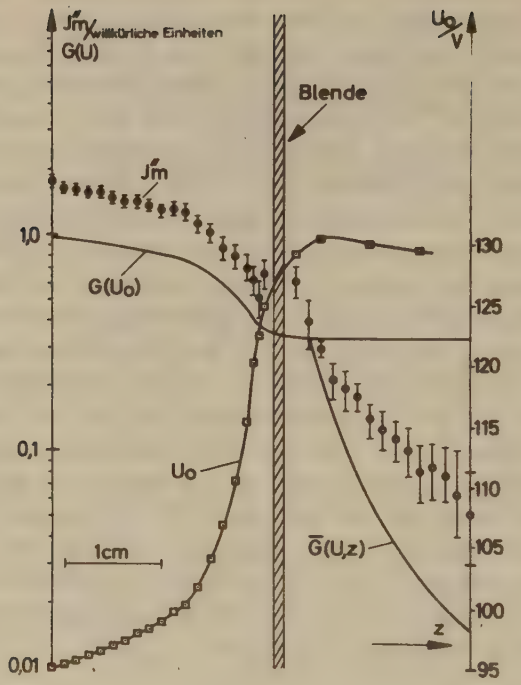


Fig. 6.15 J''_m als Funktion von z, sowie $G(U_o)$, $\bar{G}(U,z)$ und Plasmapotential $U_o(z)$ (in linearem Maßstab); Dichte der langsamen Elektronen hinter der Blende n_6 $1{,}3 \cdot 10^9$ cm^{-3}; J_A 15,8 mA, U_A 146 V, J_{KZ} 30 mA, U_{KZ} 62 V, Heliumdruck 57 mTorr; E_1 17 eV, E_2 52,5 eV, n_1 $1{,}2 \cdot 10^8$ cm^{-3}, n_2 $4 \cdot 10^8$ cm^{-3}.

Blendenöffnung hin fokussiert werden. Aufgrund dieser Effekte erwartet man eine Abnahme von J''_m, die s c h w ä c h e r ist, als durch $G(U_o)$ beschrieben wird. Ist andererseits das Wandpotential positiver, als U_m, so wird ein Teil der Elektronen von der Wand absorbiert. In allen Fällen haben die betrachteten Elektronen eine Energie, die für unelastische Stöße mit den Gasatomen ausreicht. Daher geht ein gewisser Anteil durch unelastische Stöße verloren. Diese Prozesse bewirken, daß J''_m s t ä r k e r als durch $G(U_o)$ beschrieben, mit z abnimmt. Bei dem

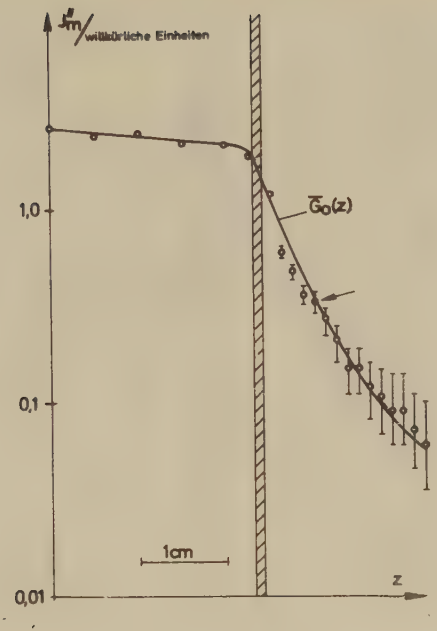


Fig. 6.16 $J''_m(z)$ und $\overline{G}_o(z)$ in Helium von 64 mTorr (an der mit einem Pfeil bezeichneten Stelle wurde $\overline{G}_o(z)$ an J''_m angepaßt). E_1 21 eV, E_2 52 eV, n_1 $5 \cdot 10^7$ cm^{-3}, n_2 $4 \cdot 10^8$ cm^{-3}; J_A 12,4 mA, U_A 127,5 V, J_{KZ} 41 mA, U_{KZ} 47 V.

Vergleich zwischen J''_m und $G(U_o)$ ist allerdings zu berücksichtigen, daß in $G(U_o)$ die Unsicherheit eingeht, mit der U_o bekannt ist. In Fig. 6.7 war bereits demonstriert worden, welche Schwierigkeiten es macht, dem Plasmapotential einen bestimmten Ort der Kennlinie zuzuordnen. Im Fall der Messung von Fig.6.7 konnte diese Schwierigkeit durch Untersuchung der radialen Variation von J''(U) umgangen werden. In vielen Fällen lagen aber keine so eindeutigen Verhältnisse, wie in Fig. 6.7 vor, so daß die Bestimmung des Plasmapotentials mit einer gewissen Willkür behaftet ist. Diese Unsicherheit ist besonders groß in Gebieten hoher Feldstärke (Schicht), weil die Störung des Plasmas durch die

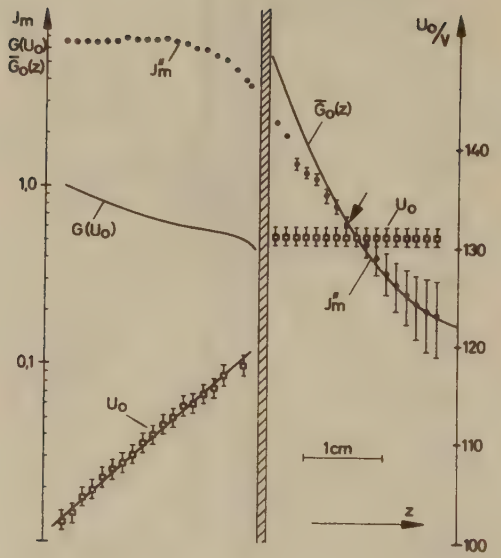


Fig. 6.17 $J''_m(z)$ und Plasmapotential $U_o(z)$, Auswertung der gleichen Messung, wie in Fig. 6.12; n_e $3 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}.

Sonde neben den in Abschnitt 4 diskutierten Effekten eine weitere Fehlerquelle darstellt. Es ist z.B. möglich, daß die Sonde das Plasmapotential so weit anhebt, daß die Elektronen aus dem Gebiet hinter der Schicht mitgemessen werden, die ohne die Störung durch die Sonde gar nicht bis zu dieser Stelle gelangen. Die Größe dieser Unsicherheit ist ohne eine Überprüfung der U_o-Messung mit einer von der Sonde unabhängigen Methode nicht abzuschätzen. Deshalb ist in den U_o-Kurven lediglich der Fehler angegeben, der aus der Verschmierung der J"-Kurve herrührt, aus der U_o entnommen wurde. Der (systematische) Fehler, der in der Unsicherheit liegt, einen bestimmten Ort in der J"(U)-Kurve dem Plasmapotential zuzuordnen, kann unter Umständen wesentlich größer sein. In allen Fällen ergab sich, daß das Wandpotential

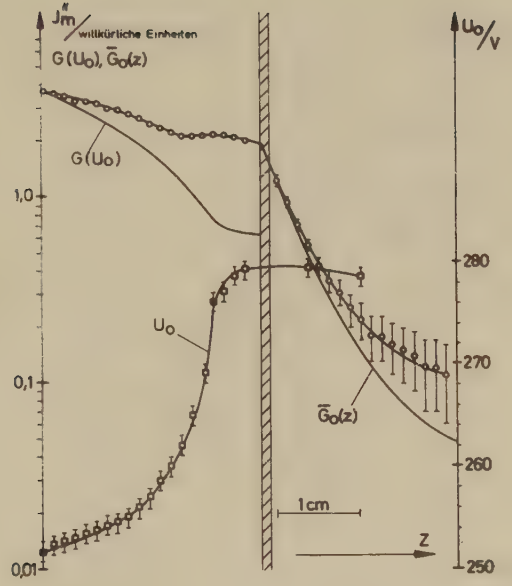


Fig. 6.18 $J''_m(z)$ und Plasmapotential $U_o(z)$, Auswertung der gleichen Messung, wie in Fig. 6.13; n_e $2 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}.

vor der Blende negativer als U_m war. In Fig. 6.15 ist der Verlauf von $G(U_o)$ und $J''_m(z)$ vor der Blende annähernd gleich. Aus der gleichen Messung stammt die Fig. 6.7, die zeigt, daß die Bestimmung des Plasmapotentials hier ziemlich eindeutig war. In Fig. 6.17 und 6.18 verläuft $G(U_o)$ wesentlich steiler, als $J''_m(z)$. Die Kurven haben zum Teil keinerlei Ähnlichkeit miteinander. Bei diesen Messungen war die Festlegung von U_o besonders unsicher. (Die zu Fig. 6.17 und 6.18 gehörenden radialen Verteilungen sind in Fig. 6.12 und 6.13 wiedergegeben). Die Figuren 6.12, 6.13, 6.17 und 6.18 demonstrieren besonders gut die bereits in Abschnitt 4 behandelte Eigenschaft der Sondenmessung daß die Sonde im Bereich hoher Elektronenenergien die Verteilungsfunktion ziemlich gut wiedergibt, während die Messung in der Nähe des Plasmapotentials besonders unsicher ist. Aus dem Vergleich von $J''_m(z)$ und $G(U_o)$ ist eine Kritik der U_o-Messung

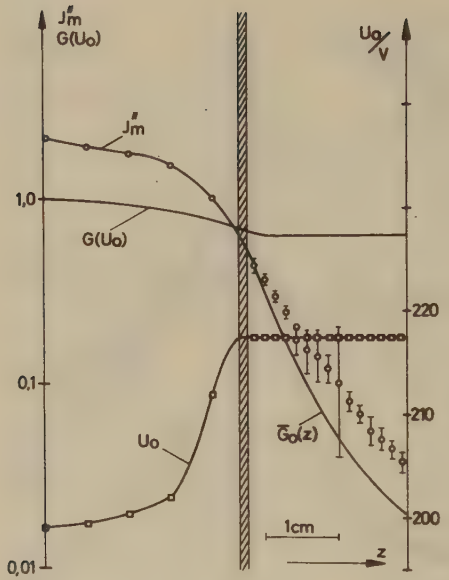


Fig. 6.19 $J_m''(z)$ Messung in Helium von 0,2 Torr (vgl. Fig. 6.10 und 6.11); E_1 17 eV, E_2 34,5 eV; J_A 71 mA, U_A 229 V, J_{KZ} 36 mA, U_{KZ} 155 V.

möglich, da hier eine Verknüpfung von Meßdaten, die im "sicheren Bereich" der Sondenkennlinie (J_m'') mit solchen, die im "unsicheren" Bereich der Kennlinie (U_o) gewonnen werden, vorliegt. Die hier untersuchte Anordnung ist allerdings für einen quantitativen Vergleich nicht gut geeignet, weil die Verhältnisse in der Umgebung der Blende wegen der oben diskutierten Effekte schwer zu überschauen sind.

Bei hohem Heliumdruck (Fig. 6.19) sowie bei dem korrespondierenden Xenondruck (Fig. 6.20) verläuft $J_m''(z)$ s t e i l e r als $G(U_o)$. Hier machen sich die Verluste durch unelastische Stöße bemerkbar. Bei den Messungen zu Fig. 6.19 und 6.20 können außerdem Schwingungen eine verstärkte Abnahme von $J_m''(z)$ vorgetäuscht haben. Wie bereits anderen Ortes [21] diskutiert, stören Schwingungen im Plasma die J"-Messung in der Weise, daß Strukturen der Kennlinie ausgeschmiert werden, d.h. z.B. Maxima verbrei-

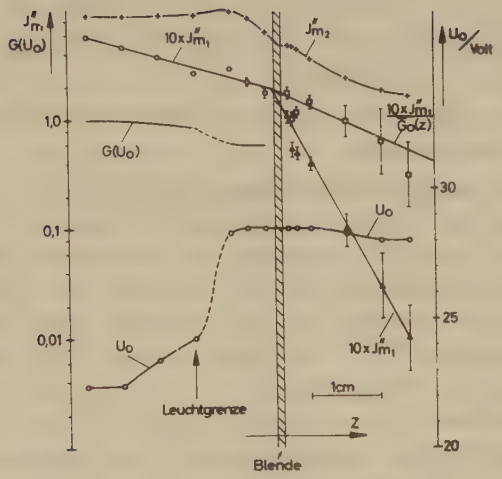


Fig. 6.20 Messung von $J''_m(z)$ in Xenon für Elektronen der Gruppe 1 und Elektronen der Gruppe 2 (J''_{m2}); Auswertung der gleichen Messung, wie in Fig. 6.14; Energie der Elektronen der Gruppe 2 nach der Beschleunigung 7 eV.

tert oder erniedrigt werden. Bei den Messungen zu Fig. 6.19 und 6.20 wurde auf der Sonde eine Wechselspannung gefunden, deren Amplitude mit Annäherung an die Blende zunahm. Die Amplitude dieser Schwingung war allerdings kleiner, als das Volt-äquivalent der Temperatur der langsamen Elektronengruppe.

Hinter der Blende wird man einen Verlauf von $J''_m(z)$ gemäß $\overline{G}(,z)$ aus drei Gründen grundsätzlich nicht finden.

1. Die Funktion $\overline{G}(U,z)$ wurde für Achsenpunkte berechnet, gemessen wurde stets 1 mm neben der Achse. Auf solchen Punkten ist der Übergang zwischen G(U) und $\overline{G}(U,z)$ nicht so scharf, wie in Fig. 5.2 dargestellt.

2. G(U,z) wurde unter der Voraussetzung berechnet, daß der Sondenradius a verschwindend klein gegenüber dem Radius der Blendenöffnung b ist. In unserem Fall betrug aber das Verhältnis a:b = 1:20 (a = 0,25 mm, b = 5 mm).

Dies bewirkt ebenfalls ein Verschleifen des Überganges zwischen $G(U)$ und $\overline{G}(U,z)$. Beide Gründe sollten dazu führen, daß sich der Verlauf von $J''_m(z)$ stärker dem von $\overline{G}_o(z)$ annähert. Mit Ausnahme von Fig. 6.15 wurde daher stets zum Vergleich mit $J''_m(z)$ hinter der Blende $\overline{G}_o(z)$ herangezogen.

3. Die Doppelschicht ist stets gekrümmt während mit ebener Schicht gerechnet wurde.

In Fig. 6.16 liegen die Meßpunkte von $J''_m(z)$ auf der Funktion $\overline{G}_o(z)$ (an der mit einem Pfeil gekennzeichneten Stelle wurde $\overline{G}_o$ angepaßt). In Fig. 6.17 liegen die Meßpunkte für große z auf $\overline{G}_o(z)$, für kleine z ist der gemessene Verlauf von $J''_m(z)$ flacher. Bei der Messung in Xenon von Fig. 6.20 verläuft $J''_{m1}(z)$ steiler als $\overline{G}_o$. In allen anderen (d.h. der Mehrzahl der untersuchten) Fälle (Fig. 6.15, 6.18, 6.19, J''_{m2} in 6.20 und 6.21) verläuft $J''_m(z)$ flacher, als $\overline{G}_o(z)$. Bei der Diskussion der Ursachen für diese Abweichung muß man wiederum unterscheiden, ob das Wandpotential positiver oder negativer als U_m ist. Ist das Wandpotential positiver als U_m, so nimmt $J''_m(z)$ um so stärker ab, je stärker der Strahl divergiert. Die (ursprüngliche, rein kinematische) Divergenz des Strahls wird durch alle Arten elastischer Stöße vergrößert. D.h. ein elastischer Stoß sorgt im allgemeinen dafür, daß ein Elektron aus dem Strahl entfernt wird. Dies erklärt vermutlich die zu starke Abnahme von $J''_{m1}(z)$ in Fig. 6.20. Bei J''_{m2} in Fig. 6.20 ist die Abnahme derjenigen Elektronengruppe gemessen, die vor der Blende die langsamen Plasmaelektronen darstellt (vgl. Fig. 6.10 und 6.11);(da diese Elektronen kurz vor der Blende entstehen, nimmt J''_{m2} zunächst mit Annäherung an die Blende gemäß einer barometrischen Höhenverteilung zu). Für diese Elektronen ist das Wandpotential negativer als U_m, d.h. sie werden durch elastische Stöße nicht aus dem Strahl entfernt.

Einen Verlauf, wie in Fig. 6.17 erwartet man, wenn die Divergenz des Strahls schwächer als die kinematisch mögliche Divergenz ist. Dies kann auftreten, wenn in der Verteilungsfunktion vor der Beschleunigung ein gewisser Winkelbereich fehlt oder durch Kollimation ausgeblendet wurde (vgl. die Diskussion von Fig. 6.12), der Meßfehler in Fig. 6.17 ist allerdings zu groß, um mit Sicherheit entscheiden zu können, ob ein derartiger

Effekt vorliegt. U.a. wären dazu Messungen mit Blenden verschiedener Dicke notwendig, um den Kollimationseffekt zu variieren. Um den zu f l a c h e n Verlauf von $J''_m(z)$ zu erklären, muß man berücksichtigen, daß die Funktion $\overline{G}_o(z)$ für den Fall abgeleitet wurde, daß der Strahl der beschleunigten Elektronen ungehindert im feldfreien Raum divergiert. In der vorliegenden Anordnung hat man aber stets hinter der Blende ein radiales elektrisches Feld, das durch die ambipolare Diffusion der Ladungsträger zustande kommt. In diesem Feld beschreiben die Elektronen Schraubenbahnen. Wegen der Zylindersymmetrie kann man die Kreisbewegung mit Hilfe des Drehimpulssatzes abseparieren und erhält, wenn man ein Parabelpotential in r-Richtung annimmt und das Längsfeld vernachlässigt, als Bahngleichung in r und z

$$(6.1) \qquad r^2 = A + B \sin \frac{z - z_o}{\lambda}$$

Aus (6.1) erhält man eine transzendente Gleichung als Bestimmungsgleichung für die Grenzen der Winkelintegration bei der Berechnung des Sondenstroms (vgl. Abschnitt 5). Die Rechnung ist daher nicht elementar durchzuführen. Man kann aber sagen, daß das radiale Feld eine Fokussierung der schnellen Elektronen verursacht. (Die Verhältnisse ähneln denen im gasfokussierten Elektronenstrahl, bei dem allerdings die Energiebreite der Elektronen erheblich geringer ist [23]). Infolgedessen ist die Divergenz des Strahls nicht so hoch, wie die einfache Rechnung mit geraden Bahnen ergibt. Der Einfluß des radialen Feldes ist um so höher, je niedriger die Energie der schnellen Elektronen ist. Dies macht den Unterschied zwischen J''_{m1} und J''_{m2} in Fig. 6.20 verständlich. In Fig. 6.21 wurde ebenfalls eine Elektronengruppe, die J''_{m2} in Fig. 6.20 entspricht, untersucht. Der Verlauf der beiden Meßkurven ist ähnlich. Für eine systematische Untersuchung der Diskrepanz zwischen $\overline{G}_o(z)$ und $J''_m(z)$ wäre der Einfluß der schnellen Elektronen auf das radiale Feld zu untersuchen. Das radiale Feld wird durch die schnellen Elektronen aufgebaut, die in radialer Richtung diffundieren. D.h. es steigt

1. mit steigender Temperatur der langsamen Elektronen,
2. mit der Anzahl derjenigen Elektronen, die aus dem Strahl nach der Seite abgelenkt werden, d.h. 2.1 je höher die Dichte im Strahl ist, 2.2. je höher die Neutralgasdichte ist, 2.3 je niedriger die Energie der schnellen Elektronen ist, da mit wachsender

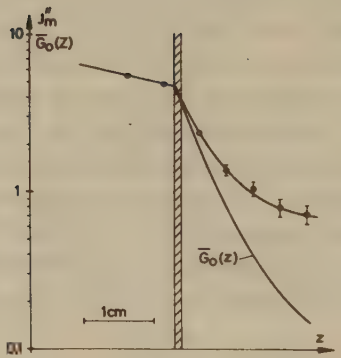


Fig. 6.21 $J''_m(z)$ für Elektronen der Gruppe 2 (vgl. J''_{m2} in Fig. 6.20) in Xenon von 8 mTorr; n_6 $7 \cdot 10^9$ cm^{-3}, Energie der Elektronen nach der Beschleunigung 11 eV; J_A 42,5 mA, U_A 30,4 V, J_{KZ} 45 mA, U_{KZ} 15,5 V.

Energie die Wahrscheinlichkeit für Streuung um große Winkel abnimmt (2.2 und 2.3 gelten nur in gewissen Grenzen). Werden die betrachteten Elektronen an der Wand elastisch reflektiert, dann muß ihre Dichte in einen konstanten Wert übergehen, und der Einfluß der Strahldivergenz ist um so geringer, je größer die Zahl der Stöße ist.

3. Mit abnehmendem Gefäßradius hinter der Blende nimmt das radiale Feld ebenfalls zu. Dies erklärt vermutlich die Resultate von Crawford [3]. Für eine systematische Untersuchung dieser Einflüsse reicht jedoch das vorliegende experimentelle Material nicht aus.

6. 4 Zusammenfassung

Hinter einer Doppelschicht im Plasma erhält man einen Strahl schneller Elektronen, dessen Divergenz durch die Winkelverteilung vor der Beschleunigung, die Kinematik und das radiale Feld hinter der Schicht bestimmt ist. Die Dichte im Strahl nimmt aufgrund dieser Divergenz ab. In den untersuchten Fällen war die Dichteabnahme aufgrund der Strahldivergenz stets größer als die Dichteabnahme aufgrund von Wechselwirkungsprozessen. Bei den untersuchten, niedrigen Ionisierungsgraden tritt keine anomale Streuung auf. Es wurde weder ein Hinweis auf anomale Verbreiterung der Verteilungsfunktion, noch auf anomale Abnahme der Strahldichte gefunden. Die Verteilungsfunktionen hinter der Doppelschicht lassen sich durch Überlagerung von schnellen Gruppen und einer isotropen Verteilung (meist Maxwellverteilung) deuten. Es wurde kein Hinweis auf die Existenz von Verteilungsfunktionen gefunden, die aus verschiedenen Maxwellverteilungen mit verschiedener Temperatur bestehen. Es ist daher anzunehmen, daß die von manchen Autoren behauptete Existenz solcher Verteilungen auf einer falschen Interpretation der Sondenkennlinien beruht. Die Geometrie der Anordnung ähnelt den Verhältnissen an der Kathode einer Entladung (Emissionsfläche kleiner als der Entladungsquerschnitt). Der Einfluß der Divergenz des Strahls der schnellen Elektronen auf die sogenannte anomale Streuung der Primärelektronen wäre zu untersuchen.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] Boyd,R.L.F.; N.D.Twiddy Proc.Roy.Soc. A259 (1960) 145

[2] Branner,G.R.; et al. Rev.Sci.Instr. 34 (1963) 231

[3] Crawford,F.W.; I.L.Freeston Compt.Rend.Ion.Phen.Gas Paris (1963) I S.45

[4] Druyvesteyn,M.J. Z.Phys. 64 (1930) 781

[5] Eidmann,K. et al. 1965 Transact.III.Int.Vac.Congr. Stuttgart Amsterdam (1966)

[6] Fröhlich,H. Nukleonik 1 (1959) 183

[7] Friar,E.M. Report 23.Ann.Conf.Phys.Electr. MIT Cambridge Mass. (1963) 195

[8] Fuchs,G. Diplomarbeit Marburg (1967)

[9] Kagan,Yu.M. Beitr.Plasmaphys. (1965) 480

[10] Klarfeld,B.N. JETP 22 (1952) 66

[11] Luijendijk,S.C.M.; J.van Eck Physica 36 (1967) 49

[12] McDaniel,E.W. Collision Phenomena in Ionized Gases New York (1964)

[13] Medicus,G. J.Appl.Phys. 32 (1961) 2512

[14] Medicus,G. A Survey of Phenomena in Ionized Gases Wien (1968) 523

[15] Okuda,T. et al. Physica 30 (1964) 182, 193, 375

[16] Paulus,L.; L.Schott Ann.Phys. (7) 17 (1966) 290

[17] Rayment,S.W.; N.D.Twiddy Nature (1967) 216

[18] Rutscher,A.; K.Wojaczek Beitr.Plasmaphys. (1963) 217, (1964) 41

[19] Schönhuber,M.J. Z.Angew.Phys. 14 (1963) 454

[20] Wiesemann,K. Vakuumtechn.Z. 14 (1965) 45

[21] Wiesemann,K. Phys.Lett. 25A (1967) 701

[22] Nottingham,W.B. in S.Flügge Handbuch d.Physik 21 Berlin (1956) 1

[23] Dunn,D.A.; A.S.Halstedt J.Appl.Phys. 37 (1966) 1810

[24] Hoyaux,M. Rev.Gen.Elect. 74 (1965) 669

[25] Hoyaux,M.; E.M.Williams J.Appl.Phys. 38 (1967) 3630

[26] Fraser,D.A. et al. Proc.VII.Int.Conf.Phen.Ion.Gas Beograd I (1966) 540

[27] Wasserrab,T. Z.Angew.Phys. 16 (1964) 441

[28] Demirkhanov,R.A. et al. Report Int.Conf.High Energy Acc. Brookhaven (1960) 224
[29] Euler,K.J. Z.Angew.Phys. 20 (1966) 221, 229
[30] Crawford,F.W.; A.B.Cannara J.Appl.Phys. 36 (1965) 3135
[31] Medicus,G. J.Appl.Phys. 29 (1958) 903
[32] Medicus,G. J.Appl.Phys. 36 (1965) 435
[33] Behlke,H. et al. Beitr.Plasmaphys. 3 (1963) 133
[34] Boyd,R.L.F.; N.D.Twiddy Proc.Roy.Soc. A250 (1959) 53
[35] Twiddy,N.D. Proc.Roy.Soc. A262 (1961) 379
[36] Twiddy,N.D. Proc.Roy.Soc. A275 (1963) 338
[37] Rayment,S.W.; N.D.Twiddy Proc.Roy.Soc. A340 (1968) 87
[38] Stenflo,L. J.Nucl.Sci.Techn. 3 (1966) 189
[39] Barnes,B.T. J.Appl.Phys. 37 (1966) 2679
[40] Barnes,B.T. J.Appl.Phys. 33 (1962) 3319
[41] Bernstein,I.B.; T.Holstein Phys.Rev. 94 (1954) 1475
[42] Smit,J.A. Physica 3 (1936) 543
[43] Van Gorcum,A.H. Physica 3 (1936) 207
[44] Cesari,C. Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay Rapport CEA-R 3165 (1967)
[45] Pfau,S. Beitr.Plasmaphys. 1/2 (1967) 57
[46] Pfau,S.; A.Rutscher Beitr.Plasmaphys. 3 (1966) 205
[47] Mjolsness,R.C.; A.G.Petschek Phys.Fluids 10 (1967) 1511

Ich danke Herrn Professor Walcher für sein stetes Interesse an dieser Arbeit und die wohlwollende Förderung, die ich bei ihm erfahren habe. Mein Dank gilt ebenfalls meinen Kollegen, den Herren Dr. M. Fischer, Dipl.Phys. K. Eidmann, Dipl.Phys. G. Fuchs und H.C. Herbert für klärende Diskussionen und Mithilfe bei der Auswertung der Experimente. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft bin ich für Unterstützung dieser Arbeit durch erhebliche Sachmittel zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf

Am 10. Juni 1937 wurde ich als Sohn des Predigers Heinrich Wiesemann und seiner Ehefrau Käthe Wiesemann geb. Ostermoor in Berlin geboren. Bereits im Oktober 1937 übersiedelte meine Familie nach Solingen. 1943 wurden wir von dort nach Böhne im Kreis Waldeck evakuiert. 1946 wurde mein Vater als theologischer Lehrer an das Predigerseminar des Bundes Freier evangelischer Gemeinden in Ewersbach bei Dillenburg berufen. Im Jahre 1962 habe ich mich mit Cläre Wiesemann geb. Tust verheiratet. Wir wohnen seit 1963 in Marburg/Lahn. 1963 wurde uns ein Sohn, 1965 eine Tochter geboren.

Meine Ausbildung begann im Herbst 1943 mit der Einschulung in die einklassige Volksschule in Böhne. Im Herbst 1947 bestand ich die Aufnahmeprüfung des Staatlichen Realgymnasiums in Dillenburg. Im Frühjahr 1957 schloß meine Schulzeit dort mit dem Abitur ab. Vom Sommersemester 1957 bis zum Sommersemester 1962 habe ich an der Philipps-Universität in Marburg Physik studiert. Am 30.11.1962 legte ich die Diplomprüfung ab.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren Dimroth, Ebbinghaus, Flügge, Hückel, Huster, Kamke, Krafft, Madelung, Mahr, Pfeil, Rothstein, H.A. Schmidt, Starke, Vogt, Walcher, Winkler, Wolter.